

ЗАОЧНОЕ ЗАСЕДАНИЕ
секции “Магнетизм”
Научного совета РАН по физике
конденсированных сред

декабрь 2020 г.

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН

Оглавление и аннотации докладов.

Уважаемые коллеги, в этом году, в связи с невозможностью собраться на традиционное декабрьское заседание секции "Магнетизм" Научного Совета РАН по физике конденсированных сред, мы публикуем тезисы работ, присланных авторами для нашего заочного заседания и надеемся, что работы, вызвавшие интерес, будут обсуждаться с использованием контактов авторов, приведенных в тексте тезисов. Таким образом, наше традиционное собрание пройдет в заочном режиме.

Оглавление

Магнитные структуры

- 1. Ближний порядок и магнитные свойства магнитомягких сплавов железо-алюминий и железо-галлий**
Н.В. Ершов¹, В.А. Лукшина¹, Д.А. Шишкин¹, Ю.П. Черненко², О.П. Смирнов²
¹ *Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург*
² *Петербургский институт ядерной физики, НИЦ «Курчатовский институт», Гатчина, Россия*
----- стр. 8-10 -----
- 2. Анизотропия типа «легкая плоскость» в слоистом соединении $GdMn_2Si_2$ с магнито-кристаллической анизотропией типа «легкая ось»**
П.Б. Терентьев^{1,2}, Е.Г. Герасимов^{1,2}, Н.В. Мушников^{1,2}, А.Ф. Губкин^{1,2}, Н.Е. Fischer³, Д.И. Горбунов⁴, В.С. Гавико^{1,2}
¹ *Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия*
² *Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
³ *Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция*
⁴ *Центр Гельмгольца Дрезден-Россендорф, Дрезден, Германия*
----- стр. 11-12 -----
- 3. Синтез и исследование магнитных, электродинамических и структурных свойств монокристаллов и керамик твердых растворов замещения на основе гексагональных ферритов М-типа**
Л.Н. Алябьева¹, А.Г. Ахмед¹, Е.А. Горбачев², М.А. Карпов², М.Ю. Лукьянов¹, Д.А. Винник³, А. А. Буш⁴, А.С. Прохоров^{1,5}, В.В. Гудков^{3,6}, Л.А. Трусков², Б.П. Горшунов¹
¹ *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия*
² *Московский Государственный Университет им. М.Ю. Ломоносова, Москва, Россия*
³ *Южно-уральский государственный университет, Челябинск, Россия*
⁴ *МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия*
⁵ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия*
⁶ *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
----- стр. 13-15 -----
- 4. Многоцелевая портативная система магнитной диагностики**
В.Н. Костин, О.Н. Василенко, Д.Г. Ксенофонтов, А.В. Михайлов
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург
----- стр. 16-17 -----

Магнитоэлектрические явления

5. **Магнитоэлектрический эффект в туннельных магнитных контактах**
И.Ю. Пашенькин, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, В.В. Рогов, А.А. Фраерман
Институт физики микроструктур, Нижний Новгород
----- стр. 18 -----
6. **Микроскопическая теория линейного магнитоэлектрического эффекта в коллинеарном антиферромагнетике $DyCrO_4$**
М. В. Еремин
Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань
----- стр. 18 -----
7. **Необычный магнитоэлектрический эффект в парамагнитных редкоземельных лангситах**
В.Ю. Иванов¹, А.М. Кузьменко¹, А.К. Звездин^{1,4}, А.А. Мухин¹, L.Weymann², L. Bergen², Th. Kain², A. Pimenov², A. Shuvaev², E. Constable², D. Szaller², A. Pimenov², Б. В. Миль³, Н.В. Костюченко⁴, А.И. Попов^{4,5}, М. Mostovoy⁶
¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*
² *Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, Vienna, Austria*
³ *МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва*
⁴ *МФТИ, Долгопрудный, Московская обл.*
⁵ *МИЭТ, Зеленоград, Москва*
⁶ *University of Groningen, Groningen, The Netherlands*
----- стр. 19-20 -----
8. **Электрический магнитокиральный эффект и кинетический магнитоэлектрический эффект, индуцированные киральным обменным полем в геликоидальных магнетиках**
В.В. Устинов, И.А. Ясюлевич, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Р.С. Заборницын
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург
----- стр. 21-23 -----

Низкоразмерные магнетики

9. **Киральный некопланарный ферромагнетик типа перевернутого зонтика $Co(NO_3)_2$**
И. Л. Данилович, К.Ю. Бухтеев, А.А. Воробьева, И.В. Морозов, О.С. Волкова, Е.А. Зверева, О.В. Максимова, А.Н. Васильев
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия
----- стр. 24 -----

10. **Солитонная мода магнитного резонанса в высокополевой фазе магнетика типа «спиновая лестница»**
Ю.В. Красникова^{1,2}, В.Н. Глазков¹, Ш. Фуруя³, К. Поваров⁴, Д. Блоссер⁴, А. Желудев⁴
¹ *Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, Москва 119334*
² *Международная лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ ВШЭ, Москва*
³ *Condensed Matter Theory Laboratory, RIKEN, Wako, Saitama 351-0198, Japan*
⁴ *Laboratory for Solid State Physics, ETH Zürich, 8093 Zürich, Switzerland*

----- стр. 25-27 -----

11. **Динамический диамагнетизм цепочечного анизотропного антиферромагнетика NiCl₂-4SC(NH₂)₂**
Т.А. Солдатов¹, А.И. Смирнов¹, К.Ю. Поваров², А. Падуан-Фильхо³, А.И. Желудев²
¹ *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН*
² *ETH Zurich, Switzerland,*
³ *University of São Paulo, Brazil*

----- стр. 28 -----

Оптика, магнитооптика и сверхбыстрая магнитная динамика

12. **Сверхбыстрая магнитная динамика в магнитном диэлектрике при переключении спинового состояния катиона быстрой накачкой**
Ю.С. Орлов^{1,2}, С.В. Николаев^{1,2}, А.И. Нестеров³, С.Г. Овчинников^{1,2}
¹ *Институт Физики им.Л.В.Киренского, ФИЦ КНЦ СОРАН, Красноярск*
² *Сибирский Федеральный Университет, Красноярск*
³ *Университет Гвадалахара, Гвадалахара, Мексика*

----- стр. 29-30 -----

13. **Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии и динамика намагниченности в магнитоупругих доменах синтетического мультиферроика CoFeV/BaTiO₃**
Л. А. Шелухин,¹ Н. А. Перцев,¹ А. В. Щербаков,^{1,2} D. L. Kazenwadel,³ Д. А. Кириленко,¹ S. J. Hämmäläinen,⁴ S. van Dijken,⁴ А. М. Калашникова¹
¹ *ФТИ им. А. Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия*
² *Experimental Physics II, Technical University Dortmund, Germany*
³ *University of Konstanz, Germany*
⁴ *NanoSpin, Department of Applied Physics, Aalto University School of Science, Finland*

----- стр. 31-33 -----

14. **Спектроскопия и моделирование магнитных свойств квазиодномерных ферроборатов YFe₃(BO₃)₄ и ErFe₃(BO₃)₄**
Б.З. Малкин¹, Е.П. Чукалина², А. Яблуновски^{2,3}, Д.С. Ерофеев², Е.А. Попова⁴, И.А. Гудим⁵, М.Н. Попова¹
¹ *Казанский Федеральный Университет, Казань*
² *Институт спектроскопии Российской академии наук, Троицк, Москва*
³ *Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный*
⁴ *Высшая Школа Экономики, Москва*
⁵ *Институт физики им. Киренского СО РАН, Красноярск*

----- стр. 34-35 -----

15. **Гигантский квадратичный магнитооптический эффект Керра в пленках EuO и (Eu,Gd)O**

В.Н. Кац¹, С.Г. Нефедов¹, Л.А. Шелухин¹, П.А. Усачев¹, В.В. Павлов¹, Д.В. Аверьянов², И.А. Каратаев², О.Е. Парфенов², А.Н. Талденков², А.М. Толмачев², В.Г. Сторчак²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург

² Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва

----- стр. 36-37 -----

Спинтроника, магнитные наноструктуры и спиновая динамика

16. **Управление взаимодействием Дзялошинского-Мория в многослойных структурах Co/Pt с помощью деформаций**

Н.С. Гусев¹, Е.В. Скороходов¹, Р.В. Горев¹, М.В. Сапожников¹, О.Г. Удалов¹, А.В. Садовников², С.А. Никитов³, И.С. Белобородов⁴

¹ Институт физики микроструктур, Нижний Новгород

² Саратовский университет

³ ИРЭ РАН

⁴ California State University Northridge

----- стр. 38 -----

17. **Наблюдение ферромагнетизма в тонкой плёнке SrIrO₃ при контакте с плёнкой La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃**

В. В. Демидов¹, Г. А. Овсянников¹, Т. А. Шайхулов¹, Н. В. Андреев²

¹ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

² Национальный Исследовательский Технологический Университет (НИТУ) «МИСиС»

----- стр. 39-40 -----

18. **Детектирование субгерагерцевых колебаний с помощью гетероструктуры антиферромагнетик-тяжелый металл**

А.Р. Сафин^{1,2}, Д.В. Калябин^{1,3}, С.А. Никитов^{1,3}, А. Кирилук⁴

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, МО

⁴ Университет Неймегена имени святого Радбода Утрехтского, Неймеген, Нидерланды

----- стр. 41-42 -----

19. **Взаимодействие изолированных скирмионов в наноструктурированных кубических киральных магнетиках**

Haifeng D^{1,2}, Xuebing Zhao³, Filipp.N.Rybakov⁴, Александр.Б. Борисов⁵, Shasha Wang¹, Jin Tang¹, Chiming Jin¹, Chao Wang³, Wensheng Wei¹, Nikolai S. Kiselev⁶, Stefan Blügel⁶, Yuheng Zhang^{1,7,8}, Renchao Che³, Mingliang Tian^{1,2,8}

¹ *The Anhui Province Key Laboratory of Condensed Matter Physics at Extreme Conditions, High Magnetic Field Laboratory, Chinese Academy of Sciences and University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*

² *Department of Physics, School of Physics and Materials Science, Anhui University, Hefei 230601, China*

³ *Laboratory of Advanced Materials, Department of Materials Science, Collaborative Innovation Center of Chemistry for Energy Materials, Fudan University, Shanghai 200438, China*

⁴ *Department of Physics, KTH-Royal Institute of Technology, Stockholm, SE-10691 Sweden*

⁵ *M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg 620990, Russia*

⁶ *Peter Grünberg Institute and Institute for Advanced Simulation, Forschungszentrum Jülich and JARA, 52425 Jülich, Germany*

⁷ *Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230031, China*

⁸ *Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China*

----- стр. 43-45 -----

20. **Механизмы магнитной релаксации в плёнках металл-диэлектрического нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ вблизи перехода металл-изолятор**

А.Б. Дровосеков¹, Н.М. Крейнс¹, А.С. Баркалова^{1,2}, С.Н. Николаев³, А.В. Ситников⁴, В.В. Рыльков³

¹ *Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской Академии Наук*

² *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»*

³ *Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт»*

⁴ *Воронежский государственный технический университет*

----- стр. 46-47 -----

Теория магнитных структур и резонансных явлений

21. **Обобщенная модель Изинга на линейной цепочке**

Е.С. Цуварев, Ф.А. Кассан-Оглы

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург

----- стр. 48-49 -----

22. **Теоретическое описание магнитных свойств и поведения спиновой модели класса систем $\text{MnAA}'\text{O}_6$ на примере соединения MnSnTeO_6**

Е.В. Комлева, С.В. Стрельцов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург

----- стр. 50-51 -----

23. **Тонкая структура спектра кроссинг-резонанса волновых полей в неоднородной среде**
В.А. Игнатченко, Д.С. Полухин
Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия
----- стр. 52-54 -----
24. **Спин-волновой резонанс в градиентных ферромагнетиках с вогнутым и выпуклым изменением магнитных параметров**
В.А. Игнатченко, Д.С. Цикалов
Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия
----- стр. 55-56 -----
25. **Магнитные свойства спиновой дельта-цепочки с конкурирующими обменными взаимодействиями**
В. Я. Кривнов, Д. В. Дмитриев
Институт биохимической физики им. Н.М. Эммануэля
----- стр. 57-58 -----
26. **Резонансные аномалии при прохождении электромагнитных и упругих волн через слоистые магнитные гетероструктуры в условиях формирования связанных магнитных состояний**
С.В. Тарасенко¹, В.Г. Шавров²
¹ *ФТИ им. А.А.Галкина, Донецк*
² *ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва*
----- стр. 59 -----
27. **XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ-2021). Анонс и первое извещение.**
----- стр. 60-61 -----

Аннотации докладов

№1

Ближний порядок и магнитные свойства магнитомягких сплавов железо-алюминий и железо-галлий

Н.В. Ершов¹, В.А. Лукшина¹, Д.А. Шишкин¹, Ю.П. Черненко², О.П. Смирнов²

¹ Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург

² Петербургский институт ядерной физики, НИЦ «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

В магнитомягких сплавах железа с алюминием и галлием впервые обнаружены и детально описаны кластеры с упорядочением типа $B2$, ответственные за эффект формирования наведенной магнитной анизотропии при отжиге в магнитном поле и за параболический по концентрации рост коэффициента тетрагональной магнитострикции ($\lambda_{100} \sim C^2$) при легировании железа алюминием (до ~ 100 ppm) или галлием (в максимуме при 18 ат.% Ga до ~ 400 ppm). Последующее снижение λ_{100} и его уменьшение в медленно охлажденных образцах сплава железо-галлий объясняется появлением, ростом размеров и объемной доли областей $D0_3$ фазы, оказывающей негативное влияние на магнитоупругие свойства.

При легировании α -железа галлием в концентрационной зависимости константы тетрагональной магнитострикции наблюдается гигантский, пропорциональный квадрату концентрации галлия рост (Clark A. E. et al, 2000). Предполагается, что магнитные свойства сплавов железа, такие как наведенная магнитная анизотропия и гигантская магнитострикция, формируются благодаря наличию определенного ближнего порядка в расположении атомов примеси замещения (Ke Y. et al, 2017). Необходимо выяснить особенности локального упорядочения атомов легирующих элементов и закономерности его формирования в α -железе.

Объекты исследований – магнитомягкие сплавы FeAl и FeGa. Измерялись петли магнитного гистерезиса образцов сплавов железо-галлий (3-18 ат.%) до и после отжига в постоянном магнитном поле (ТМО). Рентгеноструктурный анализ проводился на монокристаллических образцах сплавов (7 и 9 ат.% Al) и (4, 9 и 18 ат.% Ga), закаленных в воде после выдержки в парамагнитном состоянии (850°C) и отожженных в ферромагнитном состоянии (450°C). С использованием лабораторного дифрактометра, оборудованного четырехкружным гониометром (ПИЯФ НИЦ «Курчатовский институт») измерялось трехмерное распределение интенсивности рассеяния кристаллами железа и его сплавов, анализировались не только пики брэгговского рассеяния, но и слабое диффузное рассеяние, которое содержит информацию о ближнем порядке в расположении атомов.

В сплавах железо-галлий впервые обнаружен эффект ТМО: после отжига в магнитном поле петли магнитного гистерезиса становятся более узкими, остаточная индукция увеличивается, коэрцитивная сила снижается. Эффективность ТМО в сплавах Fe-Ga связана с наличием в них областей, упорядоченных по типу $B2$ – состоящих из пар атомов галлия, являющихся вторыми соседями. По мере увеличения концентрации Ga количество пар растет пропорционально ее квадрату, но затем уменьшается, появляется фаза $D0_3$, области которой увеличиваются, поглощая как отдельные атомы галлия, так и $B2$ кластеры. В структуре железоалюминиевых сплавов имеется ближний порядок: $B2$ кластеры вытянуты вдоль одной из осей $\langle 100 \rangle$ – пары $B2$ ячеек, имеющие общую грань. Эффект ТМО также объясняется направленным упорядочением $B2$ кластеров. Впервые обнаружены небольшие кластеры $D0_3$ фазы (~ 0.6 нм) и области с упорядочением типа $B1$ (параметр ГЦК ячейки ~ 0.52 нм). Ближний порядок в сплавах FeAl не зависит от условий термической обработки (закалка от 850°C или

отжиг при 450°C). В диффузном рассеянии от образцов сплава, содержащих 4 и 9 ат.% Ga наблюдаются очень слабые и широкие пики – вклады от малых областей $B2$ фазы, представленной $B2$ кластерами или парами атомов галлия, центрирующими соседние ОЦК ячейки. При этих концентрациях атомная структура образцов сплавов не зависит от условий термической обработки. При 18 ат.% Ga в закаленном образце количество $D0_3$ фазы мало, но после отжига в ферромагнитном состоянии формируется дальний $D0_3$ порядок, области $D0_3$ фазы увеличиваются и в объеме, и в размере – рис.1. Известно (Clark A. E. et al, 2000), что после закалки коэффициент магнитоstriction $3/2\lambda_{100}$ достигает величины 400 ppm, что на $\sim 1/4$ выше, чем после медленного охлаждения. Показано, что после медленного охлаждения объемные доли областей $D0_3$ фазы и $B2$ кластеров могут составить около 60 и 40%, соответственно. Если $D0_3$ фаза оказывает негативное влияние на магнитоупругие свойства материала, то вполне объяснима разница в величине коэффициента магнитоstriction λ_{100} закаленного и медленно охлажденного образцов.

Присутствие и изменение количества $B2$ кластеров (рис.2), их конкуренция с областями $D0_3$ фазы объясняют как концентрационную зависимость эффективности ТМО, так и снижение магнитоstriction в медленно охлажденных образцах по сравнению с закаленными образцами. Развитые представления о природе эффектов ТМО и гигантской магнитоstriction способствуют разработке сплавов и методов их термообработки для производства материалов с высокими функциональными свойствами.

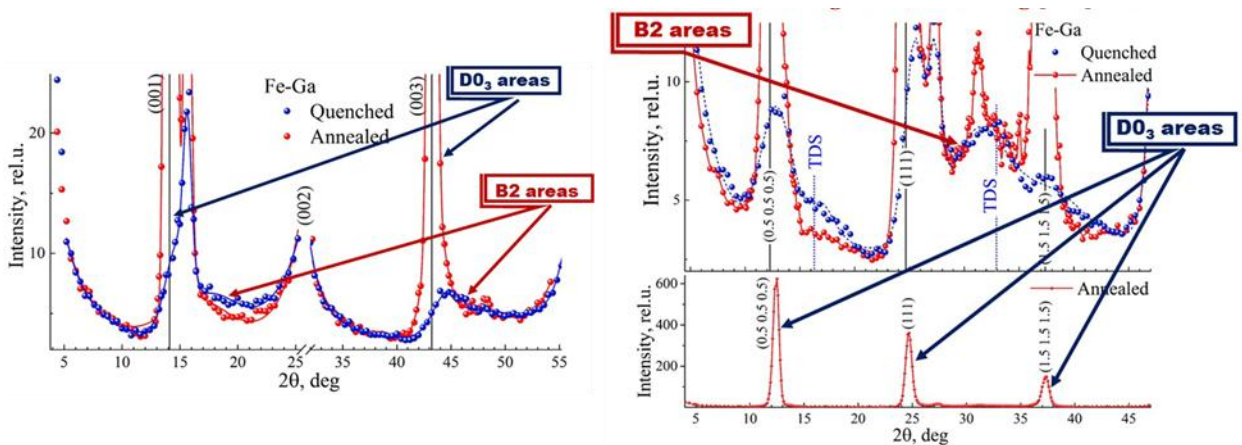


Рис.1. Профили интенсивности диффузного рассеяния, измеренные при сканировании вдоль $[001]$ - слева и $[111]$ – справа, от закаленного и отожженного образцов сплава Fe-Ga.

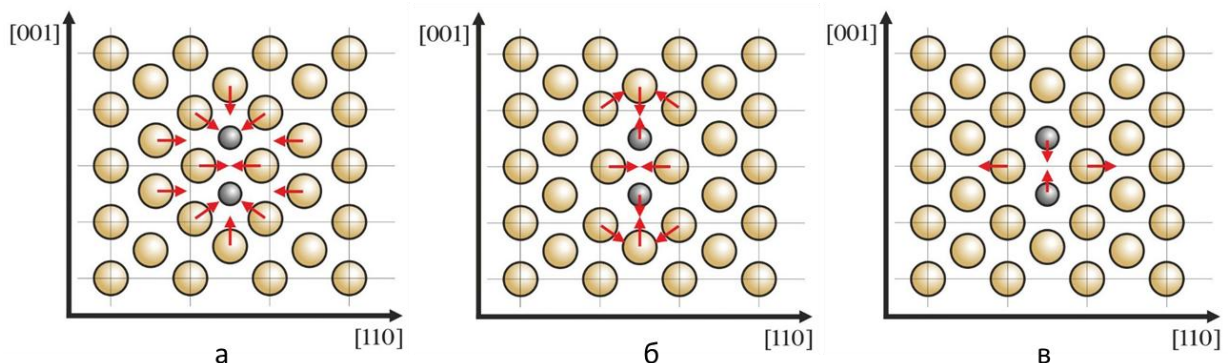


Рис.2. Атомная структура $B2$ кластера в сплавах железа с кремнием (а), алюминием (б) и галлием (в) в проекции на плоскость $(1-1\ 0)$. Атомы примеси замещения меньше, чем атомы железа. Химический порядок типа $B2$, направления деформации, которые приводят

к смещениям диффузных сверхструктурных пиков из узлов обратной решетки, показаны красными стрелками.

Публикации:

1. Влияние отжига в постоянном магнитном поле на магнитные свойства сплавов железо-галлий / В.А. Лукшина, Д.А. Шишкин, А.Р. Кузнецов, Н.В. Ершов, Ю.Н. Горностырев // Физика твёрдого тела. — 2020. — V. 62. — P. 1578—1586.
2. Yu.P.Chernenkov. Atomic structure of soft magnetic iron-based alloys of high (Fe-Al) or giant (Fe-Ga) magnetostriction / Yu.P. Chernenkov, N.V. Ershov, V.A. Lukshina, O.P. Smirnov // VII Euro-Asian Symp. «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2019), Ekaterinburg, 8-13 сентября, 2019: с. 526.
3. Обнаружение новой фазы типа *B1* в монокристаллах магнитомягких сплавов Fe-Al и Fe-Ga / Черненко Ю.П., Ершов Н.В., Лукшина В.А. // Физика твёрдого тела. — 2019. — V. 61. — P. 2000—2009.
4. Влияние отжига в ферромагнитном состоянии на структуру сплава железа с 18 at.% галлия / Ю.П. Черненко, Н.В. Ершов, В.А. Лукшина // Физика твёрдого тела. — 2019. — V. 61. — P. 12—22.
5. Ближний порядок в бинарных сплавах на основе железа и его корреляция с магнитоупругими свойствами / Н.В. Ершов, Ю.П. Черненко, В.А. Лукшина, О.П. Смирнов // poster, : XXIII Межд. конф. «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ XXIII) (2018: Москва). XXIII Межд. конф. «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ XXIII), 30 июня – 5 июля, Сб.трудов-Москва:МИРЭА-860 с.-100 экз., 2018. - стр. 108-110.
6. Ближний порядок в магнитомягком сплаве альфа-FeAl / Ершов Н.В., Черненко Ю.П., Лукшина В.А., Смирнов О.П. // Физика твёрдого тела. — 2018. — V. 60. — P. 1619—1631.
7. N.V.Ershov. The role of magnetism in the formation of the atomic structure of soft magnetic iron-based alloys / N.V. Ershov, Yu.P. Chernenkov, V.A. Lukshina, Yu.N. Gornostyrev, O.I. Gorbatov // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017), Moscow, 1-5 июля, 2017: Тез.докл. - Moscow: Org.com., Lomonosov Moscow State Univ.- 461 с.

Анизотропия типа «легкая плоскость» в слоистом соединении $GdMn_2Si_2$ с магнито-кристаллической анизотропией типа «легкая ось»

П.Б. Терентьев^{1,2}, Е.Г. Герасимов^{1,2}, Н.В. Мушников^{1,2}, А.Ф. Губкин^{1,2}, Н.Е. Fischer³, Д.И. Горбунов⁴, В.С. Гавико^{1,2}

¹ Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

² Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

³ Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция

⁴ Центр Гельмгольца Дрезден-Россендорф, Дрезден, Германия

Интерметаллические соединения RMn_2X_2 (R – редкоземельный металл или Y, X – Si или Ge) обладают тетрагональной кристаллической структурой типа $ThCr_2Si_2$ (пространственная группа $I4/mmm$), которая представляет собой набор слоев, чередующихся вдоль кристаллографической c -оси в последовательности Mn- X - R - X -Mn. В соединениях наблюдается большое разнообразие фазовых переходов и сложных магнитных структур. Это обусловлено конкуренцией внутрислойных и межслойных Mn-Mn, R -Mn, R - R обменных взаимодействий и конкуренцией между магнитокристаллической анизотропией R и Mn подрешеток. Подрешетка Mn во всех соединениях RMn_2X_2 обладает сильной одноосной анизотропией с легкой осью, направленной вдоль тетрагональной c -оси. В соединении $GdMn_2Si_2$ ионы гадолиния не имеют орбитального момента и не дают вклада в магнитную анизотропию, таким образом магнитная анизотропия в этом соединении должна целиком определяться анизотропией подрешетки Mn. Однако кривые намагничивания, измеренные на монокристаллических образцах, показывают, что $GdMn_2Si_2$ обладает магнитной анизотропией типа «легкая плоскость», совпадающей с базисной плоскостью тетрагональной решетки. Цель нашей работы заключалась в исследовании причин формирования магнитной анизотропии типа «легкая плоскость» и определения магнитной структуры в соединении $GdMn_2Si_2$.

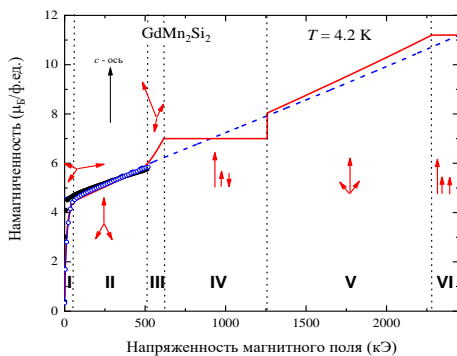


Рис.1. Кривые намагничивания соединения $GdMn_2Si_2$ вдоль c -оси (заполненные символы) и вдоль базисной плоскости (незаполненные символы).

На вкладке: схема магнитной структуры.

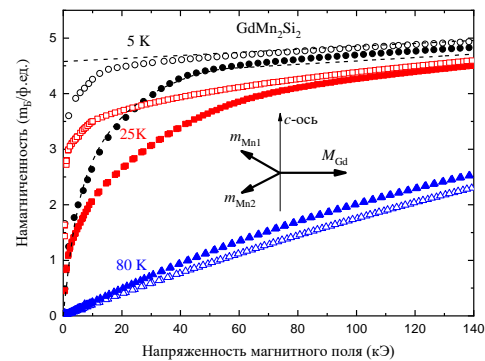


Рис.2. Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) кривые намагничивания соединения $GdMn_2Si_2$ вдоль c -оси и вдоль базисной плоскости при $T = 4.2$ К.

В работе были произведены измерения кривых намагничивания на монокристаллических образцах GdMn_2Si_2 в импульсных магнитных полях до 520 кЭ. В рамках трехподрешеточной модели Яффета-Киттеля объяснено формирование магнитной структуры, в которой благодаря соотношению Mn-Mn, Gd-Mn, Gd-Gd обменных взаимодействий и одноосной магнитокристаллической анизотропии подрешетки Mn формируется результирующая плоскостная анизотропия (Рис.1). В рамках данной модели были описаны процессы намагничивания соединения GdMn_2Si_2 и спрогнозированы индуцированные магнитным полем магнитные фазовые переходы (Рис.2).

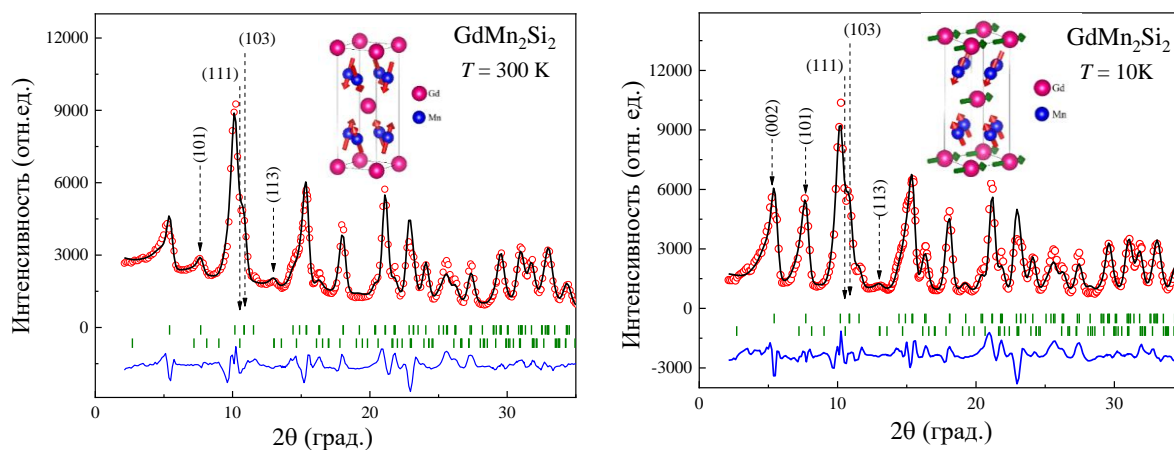


Рис. 3. Нейтронограммы (символы) и ритвельдовский анализ (линии) соединения GdMn_2Si_2 при 10 и 300 К. На вкладках: схематические изображения магнитных структур.

Нейтронографические исследования соединения GdMn_2Si_2 проводились в институте Лауэ-Ланжевена на дифрактометре D4 предназначенном для исследования материалов, содержащих элементы с большим сечением захвата нейтронов, такие как Gd, Eu, Sm. Эти исследования позволили прямыми методами получить данные о магнитной структуре и подтвердить применимость предложенной теоретической модели, описывающей магнетизм данного соединения (Рис.3). Полученные результаты свидетельствуют о формировании неколлинеарной магнитной структуры с анизотропией типа «легкая плоскость» при температуре ниже температуры магнитного упорядочения подрешетки Gd $T_{\text{Gd}} < 52$ К. Выше T_{Gd} наблюдается одноосная магнитная анизотропия антиферромагнитно упорядоченной подрешетки Mn.

Публикации:

1. Exchange-induced spin reorientation in $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$ / E.G. Gerasimov, P.B. Terentev, N.V. Mushnikov, V.S. Gaviko // *Journal of Alloys and Compounds*. — 2018. — V. 769. — P. 1096—1101.
2. Easy-plane magnetic anisotropy in layered GdMn_2Si_2 compound with easy-axis magnetocrystalline anisotropy / E.G. Gerasimov, P.B. Terentev, A.F. Gubkin, H.E. Fischer, D.I. Gorbunov, N.V. Mushnikov // *Journal of Alloys and Compounds*. — 2020. — V. 818. — P. 152902—152907.

Синтез и исследование магнитных, электродинамических и структурных свойств монокристаллов и керамик твердых растворов замещения на основе гексагональных ферритов М-типа

Л.Н. Алябьева¹, А.Г. Ахмед¹, Е.А. Горбачев², М.А. Карпов², М.Ю. Лукьянов¹,
Д.А. Винник³, А. А. Буш⁴, А.С. Прохоров^{1,5}, В.В. Гудков^{3,6}, Л.А. Трусков², Б.П. Горшунов¹

¹ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

² Московский Государственный Университет им. М.Ю. Ломоносова, Москва, Россия

³ Южно-уральский государственный университет, Челябинск, Россия

⁴ МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

⁵ Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

⁶ Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

На основе цитратно-нитратного метода химической гомогенизации разработана простая и масштабируемая методика получения гексаферритов М-типа с гигантской коэрцитивной силой. Таким путём впервые получены однодоменные частицы гексаферритов М-типа с высокой степенью замещения железа на алюминий $\text{Sr}_{1-x/12}\text{Ca}_{x/12}\text{Al}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ ($x=4-6$). Показано, что у ансамблей однодоменных частиц гексаферритов с повышением содержания алюминия с $x=4$ до $x=5.5$ увеличивается коэрцитивная сила материала с 21.3 кЭ до 36 кЭ и растёт частота естественного ферромагнитного резонанса (ЕФМР) с 160 ГГц до 250 ГГц [1] (Рис.1). Установлено, что дальнейшее диамагнитное разбавление гексаферрита алюминием ($x=5.75$; 6) приводит к резкому снижению коэрцитивной силы и частоты ЕФМР. Показано, что магнитное ориентирование ансамбля частиц гексаферрита $\text{Sr}_{1-x/12}\text{Ca}_{x/12}\text{Al}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ ($x=5.5$) приводит к возрастанию коэрцитивной силы до 40 кЭ, т. е. на 10%. Данное значение является рекордным на сегодняшний день среди всех оксидов при комнатной температуре.

Исследованы температурные (4-700 К) зависимости частоты ЕФМР и магнитных характеристик синтезированных составов, показавшие наличие характерной температуры, варьирующейся в зависимости от состава (а именно, понижающейся с ростом концентрации примеси), при которой значения коэрцитивной силы и частоты ЕФМР максимальны. Так, для состава с $x=5.5$ коэрцитивная сила составляла 36 кЭ при 300 К и 41 кЭ при 180 К. Керамики гексаферритов с указанными рекордными значениями коэрцитивной силы и частоты ЕФМР получены впервые в мире.

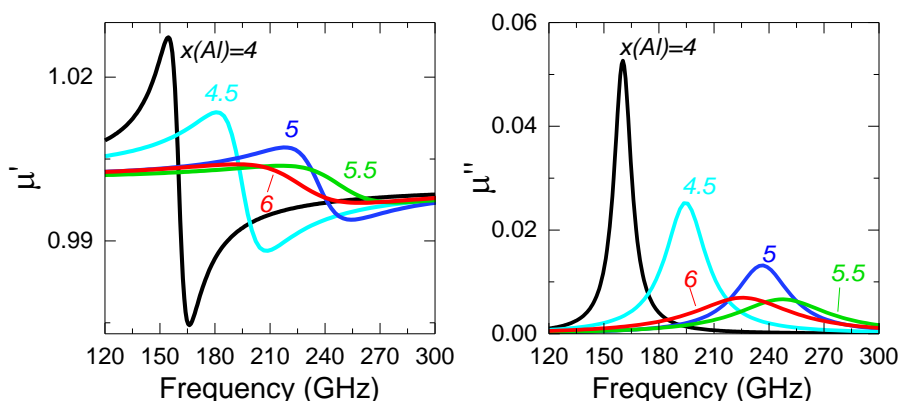


Рис. 1. Терагерцовые спектры действительной и мнимой частей магнитной проницаемости однодоменных нанокерамик легированных гексаферритов стронция $\text{Sr}_{1-x/12}\text{Ca}_{x/12}\text{Al}_x\text{Fe}_{12-x}\text{O}_{19}$ ($x=4-6$), измеренные при различных концентрациях алюминия.

На примере составов с $x=4$, изготовленных при температуре спекания 1200 С, показано, что магнитные характеристики, включая коэрцитивную силу и частоту ЕФМР, чувствительны ко времени отжига вследствие изменения характерного размера частиц и пористости материала. Варьируя время отжига от 0 до 24 часов удалось повысить коэрцитивную силу с 14.5 кЭ до 18.4 кЭ и частоту ЕФМР с 120 ГГц до 160 ГГц.

Методом спонтанной кристаллизации синтезированы высококачественные монокристаллы гексаферрита бария с замещением свинцом $Ba_{1-x}Pb_xFe_{12}O_{19}$ ($x=0.1, 0.2$). С применением терагерцовых спектрометров с временным разрешением измерены спектры комплексного показателя преломления в диапазоне частот 0.24–2.00 ТГц и при температурах 4 - 300 К. Наблюдена широкая полоса поглощения, происхождение которой проинтерпретировано как проявление электронных переходов между подуровнями основного состояния 5E ионов Fe^{2+} в тетраэдрической координации [2]. Для интерпретации числа линий, входящих в состав данной полосы, и их природы предложена модель расщепления термов основного состояния 5E ионов Fe^{2+} в силу понижения локальной симметрии тетраэдрических позиций $4f_1$ и $4e$ под воздействием тригональных искажений кристаллического поля [3].

Кроме указанных линий в области терагерцовых частот обнаружено возбуждение, частота которого уменьшается при охлаждении от ~ 1 ТГц при 300 К до ~ 0.3 ТГц при 10 К. Наряду со значительным смягчением частоты наблюдается уменьшение при охлаждении силы осциллятора возбуждения. Установлено, что температурное поведение частоты $\nu(T)$ обнаруженной мягкой моды не может быть описано характерной для сегнетоэлектриков зависимостью Кохрана $\nu^2 \sim (T-T_C)$, но подчиняется степенной зависимости $\nu \sim (T-T_C)^{0.25}$ (T_C – температура Кюри). Мы полагаем, что природа обнаруженного мягкого возбуждения может быть связана с туннелированием ионов свинца между локальными минимумами соответствующего энергетического потенциала. Для более детального исследования природы возбуждения с помощью метода твердофазных реакций синтезированы керамики гексаферрита бария М-типа с замещением свинцом $Ba_{1-x}Pb_xFe_{12}O_{19}$ ($x=0.0, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ и 0.30). Во всех указанных составах кроме ($x=0.0$) наблюдается аналогичное мягкое возбуждение со схожей температурной динамикой.

На основе ультразвуковых исследований монокристаллов гексаферрита бария $BaFe_{12-x}Ti_xO_{19}$ установлено, что алиовалентное замещение бария титаном приводит к формированию подрешетки тетраэдрически координированных ян-теллеровских центров Fe^{2+} в позициях $4f_1$. Определены параметры, характеризующие адиабатический потенциал ян-теллеровских комплексов $Fe^{2+}O_4$: энергия ян-теллеровской стабилизации, величина локальных деформаций, линейная и квадратичная константы вибронной связи. Изучены динамические свойства ян-теллеровской подсистемы: температурная зависимость времени релаксации; обнаружено влияние магнитного поля на процессы релаксации [4].

Полученный набор результатов демонстрирует наличие в твердых растворах замещения на основе гексагональных ферритов М-типа чрезвычайно богатого спектра возбуждений, чьи характеристики крайне чувствительны к химическому составу, к морфологии, а также к методам подготовки материала. Перечисленные свойства делают соединения класса гексагональных ферритов чрезвычайно перспективными для разработки электронных устройств с рекордными характеристиками.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ 19-72-00055-терагерцовые исследования, РФФИ 20-32-90034-криогенные измерения, РФФИ 20-02-00887-магнитные измерения и РФФИ 18-02-00332а-ультразвуковые исследования.

Публикации:

- [1] E.A. Gorbachev, L.A. Trusov, A.E. Sleptsova, E.S. Kozlyakova, L.N. Alyabyeva, S.R. Yegiyan, A.S. Prokhorov, V.A. Lebedev, I. V. Roslyakov, A. V. Vasiliev, P.E. Kazin, Hexaferrite materials displaying ultra-high coercivity and sub-terahertz ferromagnetic resonance frequencies, *Mater. Today*. (2020). <https://doi.org/10.1016/j.mattod.2019.05.020>.
- [2] L.N. Alyabyeva, V.I. Torgashev, E.S. Zhukova, D.A. Vinnik, A.S. Prokhorov, S.A. Gudkova, D.R. Góngora, T. Ivek, S. Tomić, N. Novosel, D. Starešinić, D. Dominko, Z. Jagličić, M. Dressel, D.A. Zherebtsov, B.P. Gorshunov, Influence of chemical substitution on broadband dielectric response of barium-lead M-type hexaferrite, *New J. Phys.* (2019). <https://doi.org/10.1088/1367-2630/ab2476>.
- [3] A. Ahmed, A.S. Prokhorov, V. Anzin, D. Vinnik, A. Bush, B. Gorshunov, L. Alyabyeva, Terahertz-infrared electrodynamics of single-crystalline Ba_{0.2}Pb_{0.8}Al_{1.2}Fe_{10.8}O₁₉ M-type hexaferrite, *J. Alloys Compd.* (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2020.155462>.
- [4] V. V. Gudkov, M.N. Sarychev, S. Zherlitsyn, I. V. Zhevstovskikh, N.S. Averkiev, D.A. Vinnik, S.A. Gudkova, R. Niewa, M. Dressel, L.N. Alyabyeva, B.P. Gorshunov, I.B. Bersuker, Sub-lattice of Jahn-Teller centers in hexaferrite crystal, *Sci. Rep.* (2020). <https://doi.org/10.1038/s41598-020-63915-7>.

Многоцелевая портативная система магнитной диагностики

В.Н. Костин, О.Н. Василенко, Д.Г. Ксенофонтов, А.В. Михайлов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург

В связи с усложнением задач контроля и диагностики все большее значение приобретает многопараметровый контроль, основанный на совокупном анализе нескольких магнитных параметров. Основные причины многопараметровости: 1 – методическая, когда для полной оценки состояния объекта требуется определение нескольких его магнитных параметров; 2 – измерительная, когда для достоверного измерения необходимого параметра контроля требуется измерение двух и более магнитных величин, характеризующих как объект контроля, так и условия измерений. Многопараметровый подход позволяет расширить круг решаемых задач, скомпенсировать влияние мешающих факторов и повысить достоверность диагностики.

В электромагнитном контроле первичная измерительная информация получается, как правило, в виде электрических сигналов. Применение многоканальных АЦП-ЦАП преобразователей и полноценных компьютеров в составе устройств контроля позволяет реализовать самые разнообразные цифровые методы генерации и анализа сигналов, оперативно менять схемы измерений и алгоритмы обработки измерительной информации, обрабатывать и хранить большие массивы разнородной информации. Таким образом, перспективным направлением развития средств электромагнитного контроля является создание и применение универсальных многопараметровых аппаратно-программных систем контроля и диагностики с большой степенью унификации их аппаратной части.

Многопараметровый контроль должен обеспечиваться быстрыми и достоверными измерениями требуемых параметров. В данной работе показано, что локальное определение коэрцитивной силы H_c по величине размагничивающего тока I имеет принципиальное ограничение на диапазон измерений.

$$I_c = \frac{1}{W} \left[\frac{U_{cu}}{1 + R_u/R_{F1}} + U_{c0} \right]$$

При увеличении измеряемых значений H_c возрастает магнитное сопротивление R_u изделия и в формуле рост числителя в первом слагаемом будет сопровождаться опережающим ростом знаменателя, что приводит к нарушению пропорциональности между измеряемой величиной H_c и размагничивающим током I_c .

Дано физическое обоснование, установлены различия и показана взаимодополняемость способов локального измерения магнитных свойств ферромагнитных объектов в координатах «поток в изделии - внутреннее поле» (свойства вещества) и «поток в изделии - ток в обмотках» (свойства «тела»). Совместное применение этих способов позволяет определить весь комплекс гистерезисных характеристик, существенно расширить диапазоны измерения магнитных свойств, скомпенсировать влияние на результаты контроля таких мешающих факторов, как неконтролируемый зазор в магнитной цепи и изменение размеров и формы испытуемых объектов.

Показано, что индукция, полученная в результате инверсии (переключения полярности) коэрцитивного поля, имеет высокую структурную чувствительность и является перспективным параметром магнитной структуроскопии. Показана возможность локального измерения предложенного параметра с помощью мобильной аппаратно-программной системы DIUS-1.15M.

С целью практической реализации концепции многоцелевых мобильных аппаратно-программных систем разработан комплект преобразователей и специализированная программа, позволившие к функциям АПС DIUS-1.15M (рис. 1а) добавить возможности

магнитометра общего назначения (рис. 1б). Программно регулируемый коэффициент усиления позволяет с высокой точностью производить измерения магнитной индукции и поля в широком диапазоне величин.

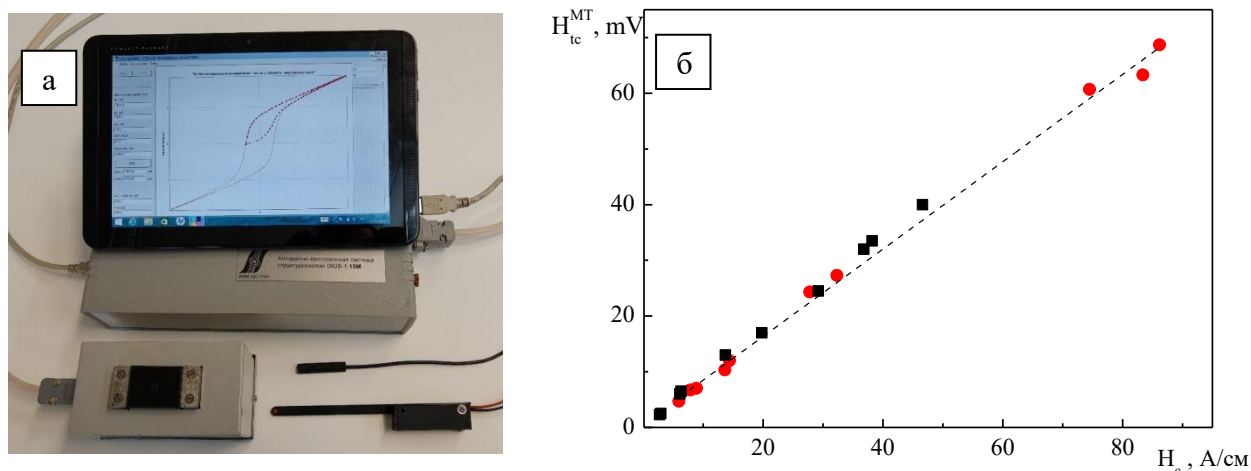


Рис. 1. Многоцелевая портативная система магнитной диагностики DIUS-1.15M с комплектом преобразователей (а) и зависимость показаний системы от абсолютных значений коэрцитивной силы образцов (б)

Мобильная аппаратно-программная система, обладающая функциями локального измерения комплекса магнитных параметров, а также возможностями магнитометра общего назначения, может быть использована в заводских лабораториях для оценки качества изделий, а также при диагностике объектов в полевых условиях как для оценки их структурно-фазового и напряженно-деформированного состояний, так и для их магнитной дефектоскопии.

Универсальность и высокая точность определения магнитных параметров (рис. 1б) обеспечивают конкурентоспособность DIUS-1.15M на рынке приборов неразрушающего контроля, что подтверждается завершенными и действующими хозяйственными договорами с ведущими промышленными предприятиями страны.

Публикации:

1. On the Advantages of Local Measurement of Coercive Force of Ferromagnetic Objects Based on Internal Field [Текст] / V. N. Kostin, O. N. Vasilenko, A. V. Mikhailov, N. P. Lukinykh, D. G. Ksenofontov // Russian journal of nondestructive testing. — 2020. — V. 56. — P. 574—580.
2. General Purpose Magnetometer Based on Hardware-Software System DIUS 1.15M [Текст] / V.N. Kostin, D.G. Ksenofontov, M.N. Atlasov // AIP Conference Proceedings (принято в печать, планируемый срок публикации декабрь 2020).
3. Свидетельство 2020614584. Гистерезис 1.15M: программа для ЭВМ / Костин В. Н., Ксенофонтов Д. Г., Бызов А. В., Василенко О. Н. (RU); правообладатель ФГБУН ИФМ УрО РАН (RU). № 2020614584; заявл. 13.02.2020 ; опубл. 15.04.2020 Бюл. № 4, 1 Мб.
4. Structural Sensitivity of the Parameters of Asymmetric “Coercive Return–Magnetization” Cycle in Heat-Treated Low-Carbon Steels [Текст] / V.N. Kostin, O.N. Vasilenko, S.G. Sandomirskii // Russian journal of nondestructive testing. — 2018. — V. 54. — P. 776—783.
5. DIUS-1.15M Mobile Hardware–Software Structuroscopy System [Текст] / V.N. Kostin, O.N. Vasilenko, A.V. Byzov // Russian journal of nondestructive testing. — 2018. — V. 54. — P. 654—661.
6. Multipurpose software-hardware systems for active electromagnetic testing as a trend [Текст] / V. N. Kostin, Ya. G. Smorodinskii // Russian journal of nondestructive testing. — 2017. — V. 53. — P. 493—504.

№5

Магнитоэлектрический эффект в туннельных магнитных контактах

И.Ю. Пашенькин, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, В.В. Рогов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур, Нижний Новгород

Разработана технология создания туннельных магниторезистивных контактов, демонстрирующих магнитосопротивление величиной $\sim 200\%$. Исследована возможность электрического управления обменным взаимодействием магнитных слоев в этих структурах и показано, что увеличение приложенного напряжения приводит к сдвигу кривой намагничивания свободного слоя на 10 эрстед. Обнаруженный эффект может быть использован при разработке энергоэффективной магниторезистивной памяти с произвольным доступом.

Публикации:

1. И.Ю. Пашенькин и др., Письма в ЖЭТФ 111, 815 (2020)
2. И.Ю. Пашенькин и др., ЖТФ, 89, 1732 (2019)

№6

Микроскопическая теория линейного магнитоэлектрического эффекта в коллинеарном антиферромагнетике DyCrO_4

М. В. Еремин

Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань

Получена формула связи спинов хрома с магнитными и электрическими полями в DyCrO_4 , позволившая объяснить большой линейный магнитоэлектрический эффект обнаруженный китайскими физиками в 2019 г. Она имеет вид

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}} = & 4 \frac{\lambda \mu_B}{\Delta_\varepsilon \Delta} \text{Re} D_1 (S_x B_x - S_y B_y) E_z \\ & - 4 \frac{\lambda \mu_B}{\Delta_\zeta \Delta} \text{Im} D_1 (S_x B_y + S_y B_x) E_z \\ & + 6 \frac{\lambda \mu_B}{\Delta^2} \text{Re} D_2 (S_x B_x - S_y B_y) E_z \\ & - 6 \frac{\lambda \mu_B}{\Delta^2} \text{Im} D_2 (S_x B_y + S_y B_x) E_z. \end{aligned}$$

Здесь λ – параметр спин-орбитальной связи, Δ – энергетические интервалы между основным и возбужденными состояниями иона хрома, D – параметры взаимодействия орбитального момента хрома с электрическим полем, действие которого усилено нечетным кристаллическим полем от тетраэдрического кислородного окружения. Индукция магнитного поля B усилена ионами диспрозия, так как они в этом соединении имеют большой магнитный момент (9.7 μ_B).

Работа опубликована:

M.V. Eremin, Phys. Rev. B 102, 104107 (2020).

Необычный магнитоэлектрический эффект в парамагнитных редкоземельных лангаситах

В.Ю. Иванов¹, А.М. Кузьменко¹, А.К. Звездин^{1,4}, А.А. Мухин¹, L. Weymann², L. Bergen², Th. Kain², A. Pimenov², A. Shuvaev², E. Constable², D. Szaller², A. Pimenov², Б. В. Миль³, Н.В. Костюченко⁴, А.И. Попов^{4,5}, М. Mostovoy⁶

¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*

² *Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, Vienna, Austria*

³ *МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва,*

⁴ *МФТИ, Долгопрудный, Московская обл.*

⁵ *МИЭТ, Зеленоград, Москва*

⁶ *University of Groningen, Groningen, The Netherlands*

В лангаситах, легированных гольмием, $\text{Ho}_x\text{La}_{3-x}\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, обнаружено загадочное сочетание линейных и сильно нелинейных магнитоэлектрических эффектов в неупорядоченном парамагнитном состоянии, при которых его электрическая поляризация вдоль c -оси линейно растет с магнитным полем (рис. 1а), и в то же время многократно осциллирует при вращении магнитного поля в плоскости ab (рис. 1б) или в плоскости ac . [1] Установлены механизмы этого необычного эффекта, которые обусловлены взаимодействием с электрическим полем мультипольных моментов редкоземельных ионов, распределенных в трех магнито-неэквивалентных позициях в кристалле, что позволило объяснить и количественно описать эти явления.

Показано, что проявление этого механизма сильно зависит от особенностей спектра в кристаллическом поле и магнитной анизотропии редкоземельного иона. В случае ионов Ho^{3+} в кристалле лангасита его основным состоянием является квазидублет, отделенный от возбужденных уровней большим энергетическим интервалом, что позволяет рассматривать Ho^{3+} как сильно анизотропный (изинговский), способный намагничиваться только вдоль определенной локальной оси. Нами получен эффективный спин-гамильтониан ионов Ho^{3+} с учетом его взаимодействия с электрическим полем и локальной симметрии (C_2). Важным условием появления такого магнитоэлектрического взаимодействия (микроскопический механизм) является примешивание к основному квазидублету возбужденных состояний иона в кристаллическом поле во втором порядке теории возмущений по Зеемановскому взаимодействию и взаимодействию квадрупольного (мультипольного) момента иона с электрическим полем E , который дает билинейные $E_i H_j$ члены по электрическому E и магнитному H полям в эффективном спин-гамильтониане. Суммарный магнитоэлектрический эффект определяется вкладами трех типов локальных позиций ионов Ho^{3+} , связанных осью третьего порядка c . Эти особенности основного состояния редкоземельного иона в кристалле лангасита позволили понять и описать необычные магнитоэлектрические явления в этих материалах в зависимости от температуры, величины магнитного поля и его ориентации.

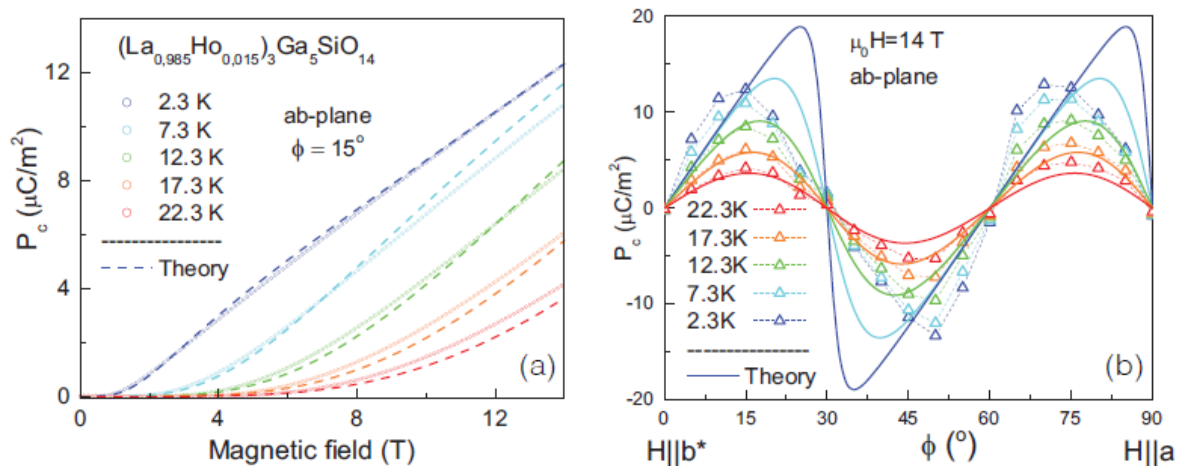


Рис. 1. Поведение электрической поляризации вдоль c оси кристалла $(\text{La}_{0.985}\text{Ho}_{0.015})_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ в зависимости от величины магнитного поля, приложенного в базисной плоскости под углом 15° к b^* -оси (a) и от его ориентации в этой плоскости (b).

- [1]. Weymann, L. Bergen, Th. Kain, Anna Pimenov, A. Shuvaev, E. Constable, D. Szaller, A. Pimenov, B. V. Mill, A. M. Kuzmenko, V. Yu. Ivanov, N. V. Kostyuchenko, A. I. Popov, A. K. Zvezdin, A. A. Mukhin, and M. Mostovoy, Unusual magnetoelectric effect in paramagnetic rare-earth langasite, *npj Quantum Materials* (2020) 5:61; <https://doi.org/10.1038/s41535-020-00263-9> (open access).

Электрический магнитокиральный эффект и кинетический магнитоэлектрический эффект, индуцированные киральным обменным полем в геликоидальных магнетиках
 В.В. Устинов, И.А. Ясюлевич, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Р.С. Заборницын
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург

Построена квантовая теория электронного спинового транспорта в проводящих магнетиках, описывающая целый класс новых гальваномагнитных явлений, обусловленных действием на спин электронов проводимости сил, создаваемых пространственно-неоднородными магнитными полями произвольной пространственной конфигурации – как внешними, так и внутренними полями квантового обменного происхождения. Получено квантовое кинетическое уравнение для электронного спинового статистического оператора $\hat{f}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ и уравнения движения для вектора спиновой плотности электронов проводимости $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$, вектора плотности потоков электронов $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$ и тензора спинового тока $\vec{J}(\mathbf{r}, t)$. Уравнения описывают целый круг новых спин-транспортных явлений в проводящих магнетиках, в которых реализуется неоднородное магнитное упорядочение [1]. Предсказано существование и дано описание новых спин-транспортных эффектов в проводящих киральных гелимагнетиках [2].

Первый из них получил название «**электрический магнито-киральный эффект Штерна-Герлаха**» (ЭМКЭ ШГ). Его суть заключается в том, что текущий вдоль оси магнитной геликоиды электрический ток индуцирует увеличение электросопротивления ρ кирального гелимагнетика (КГМ), зависящее от вектора киральности \mathbf{k} и ориентации единичных векторов \mathbf{b} и \mathbf{i} , задающих направление внешнего магнитного поля \mathbf{B} и потока электронов \mathbf{I} вдоль оси КГМ, согласно формуле $\rho = \rho_{FM} + \rho_{HM} R_B [1 + A_B {}^3e \cdots \mathbf{k} \otimes \mathbf{b} \otimes \mathbf{i}]$. Здесь ρ_{FM} – электросопротивление КГМ в поле B_{FM} перехода в ферромагнитное состояние, ρ_{HM} – абсолютная величина полного магнитосопротивления КГМ, R_B – относительная величина симметричной части магнитосопротивления в поле B , $A_B \leq 1$ – коэффициент магнитокиральной анизотропии, зависящий от величины электрического тока и пространственного периода геликоиды, 3e – единичный тензор 3-го ранга. Описаны эффекты невзаимности: электросопротивление КГМ с заданной киральностью меняет свою величину как при изменении направления тока, текущего через образец относительно направления магнитного поля, так и при изменении направления магнитного поля относительно направления протекания тока.

Второй эффект получил название «**кинетический магнито-электрический эффект Штерна-Герлаха**» (КМЭЭ ШГ). Эффект заключается в том, что текущий вдоль оси магнитной геликоиды электрический ток индуцирует намагниченность электронов проводимости, направленную вдоль оси спирали, согласно формуле $\delta \mathbf{m} = -m_B [\mathbf{e}_z (\mathbf{k} \cdot \mathbf{i}) + A_B \mathbf{b}]$, где m_B – величина, зависящая от плотности электрического тока и пространственного периода геликоиды. Описан **эффект электрической магнито-киральной анизотропии**, который проявляется как различие электрического сопротивления двух гелимагнитных образцов, имеющих разную киральность.

Предсказано новое физическое явление – резонансное усиление ЭМКЭ ШГ и КМЭЭ ШГ до гигантских величин, получившее название «**магнито-киральный кинетический резонанс**». Явление МККР реализуется, если спин электронов, движущихся вдоль оси геликоиды со скоростью дрейфа w , прецессирует синхронно с изменением направления обменного поля в

движущейся со скоростью w в системе координат. Определены условия экспериментального наблюдения МККР. Установлено, что в эффективную скорость спиновой релаксации электронов проводимости в гелимагнетиках дают вклад три механизма : «спин-решеточный», «диффузионный» и «прецессионный».

Синтезированы новые магнитные наногетероструктуры типа «киральные спиновые клапаны» на основе гелимагнетиков Ho и Dy , экспериментально показана возможность управления их магнитотранспортными характеристиками путем вращения магнитной спирали кирального слоя, имеющей в силу своего конечного размера нескомпенсированный магнитный момент, под действием внешнего магнитного поля [3,4].

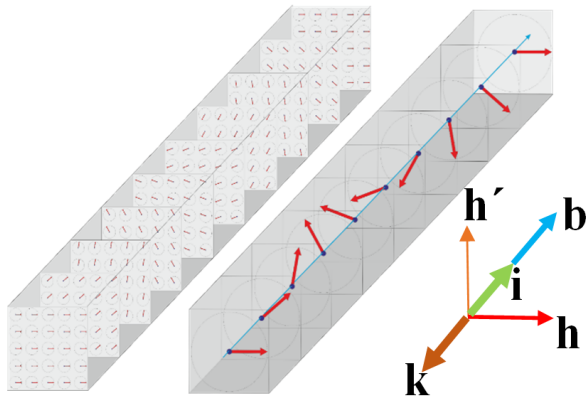


Рис 1. Схема кирального гелимагнетика и магнитной геликоиды с осью OZ

- \mathbf{h} - единичный вектор обменного поля
- \mathbf{h}' - единичный вектор вдоль $d\mathbf{h}/dz$
- \mathbf{b} - единичный вектор вдоль магнитного поля \mathbf{B}
- \mathbf{i} - единичный вектор вдоль потока электронов \mathbf{I}
- $\mathbf{k} = [\mathbf{h} \times \mathbf{h}']$ - вектор киральности
- $K = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_z)$ - киральность
- $K = +1$ - «правая» геликоида
- $K = -1$ - «левая» геликоида

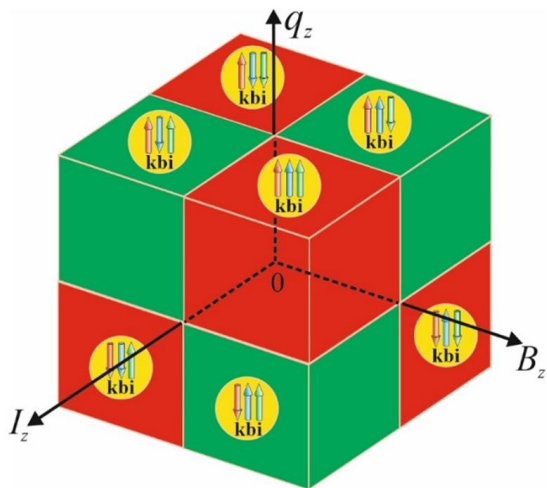


Рис 2. Диаграмма киральных токовых состояний гелимагнетика в магнитном поле в переменных «волновое число геликоиды (q) - электронный ток (I) - магнитное поле (B)».

В областях, обозначенных красным цветом, возможно проявление гигантских значений электрического магнито-кирального эффекта и кинетического магнито-электрического эффекта.

При переходе из состояний области одного цвета в состояния области другого цвета будут проявляться эффекты невзаимности.

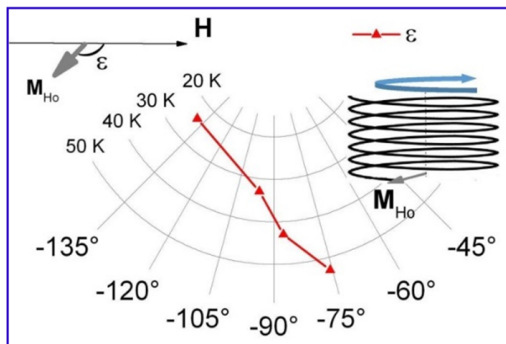


Рис.3. Результаты экспериментов с киральными спиновыми клапанами на основе металлических гелимагнетиков гольмия и диспрозия. Показана температурная зависимость угла ϵ отклонения магнитного момента геликоиды на поверхности слоя Ho от направления поля.

Публикации:

1. Electron Spin Current and Spin-Dependent Galvanomagnetic Phenomena in Metals / V. V. Ustinov, I. A. Yasyulevich // *Physics of Metals and Metallography*. — 2020. — V. 121. — P. 223—234.
2. Electrical magnetochiral effect and kinetic magnetoelectric effect induced by chiral exchange field in helical magnetics / V. V. Ustinov, I. A. Yasyulevich // *Physical Review B*. — 2020. — V. 102. — P. 134431—134441.
3. Mobility of magnetic helicoid in holmium nano-layer / R. S.Zavornitsyn, L. I.Naumova, M. A. Milyaev, M. V. Makarova, V. V. Proglyado, I. K. Maksimova, V. V. Ustinov // *Current Applied Physics*. — 2020. — V. 20. — P. 1328—1334.
4. Noncollinear Magnetic Order in a Dysprosium Layer and Magnetotransport Properties of a Spin Valve Containing the CoFe/Dy/CoFe Structure / R. S. Zavornitsyn, L. I. Naumova, M. A. Milyaev, M. V. Makarova, T. P. Krinitsina, V. V. Proglyado, V. V. Ustinov // *Physics of Metals and Metallography*. — 2020. — V. 121. — P. 624—630.

Киральный некопланарный ферримагнетик типа перевернутого зонтика $\text{Co}(\text{NO}_3)_2$

И. Л. Данилович, К.Ю. Бухтеев, А.А. Воробьева, И.В. Морозов, О.С. Волкова, Е.А. Зверева, О.В. Максимова, А.Н. Васильев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

Низкоразмерные магнитные системы демонстрируют экзотические основные состояния спиновой жидкости или образуют особые типы дальнего порядка. Наибольший интерес представляют системы с треугольными мотивами. Реализация упорядоченного или неупорядоченного основного состояния в треугольных решетках, а также слоях типа пчелиных сот или кагоме определяется конкуренцией обменных взаимодействий, а также анизотропией и величиной спина магнитных ионов. Низкоспиновые системы Гейзенберга могут прийти к спин-жидкостному квантовому состоянию, тогда как высокоспиновые системы Изинга могут сформировать неколлинеарные структуры. Случай кирального некопланарного ферримагнетика типа перевернутого зонтика, сформированного из магнитных моментов кобальта обнаружен в $\text{Co}(\text{NO}_3)_2$ (Рис. 1) ниже $T_C = 3\text{K}$ с сопоставимыми спиновым и орбитальным вкладами в общий магнитный момент [1].

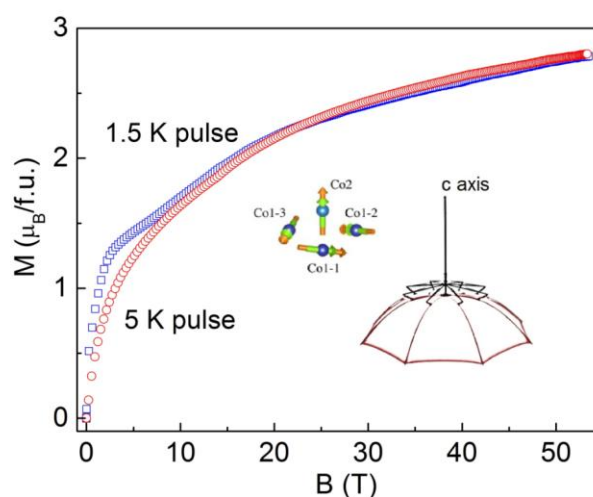


Рис. 1. Кривые намагничивания $\text{Co}(\text{NO}_3)_2$, измеренные в магнитоупорядоченном ($T < T_C$) и парамагнитном ($T > T_C$) состояниях. На вставке показана модель магнитной структуры и перевернутый зонтик.

Публикации:

1. I. L. Danilovich, E. B. Deeva, K. Y. Bukhteev, A.A. Vorobyova, I.V. morozov, O.S. Volkova, E.A. Zvereva, O.V. Maximova, I.V. Solovyev, S.A. Nikolaev, D. Phuyal, M. Abdel – Hafiez, Y.C. Wang, J.-Y. Lin, J.M. Chen, D.I. Gorbunov, K. Puzniak, B. Lake, A.N. Vasiliev, $\text{Co}(\text{NO}_3)_2$ as an inverted umbrella-type chiral noncoplanar ferrimagnet, *Physical Review B*. **102**, 094429 (2020).

Солитонная мода магнитного резонанса в высокополевой фазе магнетика типа «спиновая лестница»

Ю.В. Красникова^{1,2}, В.Н. Глазков¹, Ш. Фуруя³, К. Поваров⁴, Д. Блоссер⁴, А. Желудев⁴

¹ Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, Москва 119334

² Международная лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ ВШЭ, Москва

³ Condensed Matter Theory Laboratory, RIKEN, Wako, Saitama 351-0198, Japan

⁴ Laboratory for Solid State Physics, ETH Zürich, 8093 Zürich, Switzerland

Низкоразмерные системы являются активно изучаемым разделом физики конденсированного состояния. Для описания одномерных электронных систем часто используется модель жидкости Томонаги-Латтинжера [1,2]. Эта модель является универсальной для одномерных систем, одномерные спиновые системы могут быть отображены на модель Томонаги-Латтинжера, причём модельные параметры (скорость частиц и параметр их взаимодействия) выражаются через обменные интегралы спиновой системы.

Квазиодномерный магнетик $(C_5H_{12}N)_2CuBr_4$ (обозначаемый ВРСВ) описывается моделью «спиновой лестницы» с доминирующим межцепочечным обменным взаимодействием (структура показана на рис. 1). В малых полях спектр возбуждений этого магнетика щелевой и может быть приближенно описан моделью слабо связанных антиферромагнитных димеров. В полях выше поля закрытия спиновой щели (около 7 Тл для ВРСВ) возникает достаточно широкий интервал температур и полей, в котором *неупорядоченное, сильно скоррелированное* состояние ВРСВ с *бесщелевым спектром возбуждений* описывается моделью жидкости Томонаги-Латтинжера [3] (рис. 1).

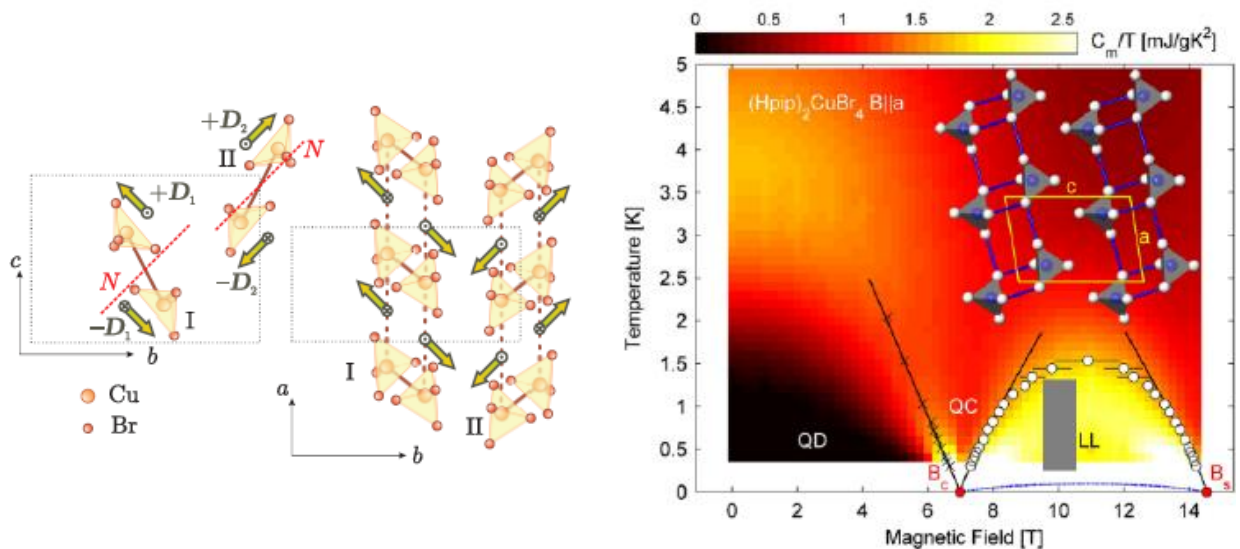


Рисунок 1. Левая панель: схематическое представление кристаллической структуры ВРСВ $((C_5H_{12}N)_2CuBr_4)$, органический комплекс не нарисован, стрелками указано направление векторов Дзялошинского, N – одно из направлений постоянного магнитного поля в ЭПР-измерениях (биссектриса между осями c и b). Правая панель: (B, T) диаграмма, построенная по результатам измерений теплоёмкости в ВРСВ, цветовая заливка показывает величину отношения C/T , серым прямоугольником отмечена область наблюдения новой моды магнитного резонанса. Рисунок сделан на основе рисунка из работы [4].

Резонансное поглощение в ВРСВ в малых полях соответствует магнитному резонансу термоактивированных триплетных возбуждений и было подробно изучено в работе [5]. В этой области полей наблюдается тонкая структура спектра триплетных возбуждений, связанная с однородным вдоль направляющих лестничной структуры взаимодействием Дзялошинского-Мория.

В полях выше поля закрытия спиновой щели в области полей и температур, в которой «спиновая лестница» в ВРСВ описывается моделью жидкости Томонаги-Латтинжера, нами был обнаружен новый низкочастотный сигнал магнитного резонанса. Область параметров, в которой наблюдался этот сигнал резонансного поглощения выделена на рис.1. Эксперимент проводился при температурах 0.45...2К, изучалось три ориентации магнитного поля относительно лестничной структуры: в кристалле ВРСВ есть две совмещаемых поворотом лестничные структуры, при $H \parallel b$ они эквивалентно расположены относительно магнитного поля, а при поле, приложенном по биссектрисе плоскости (bc) (это направление обозначено N), сигналы резонанса от лестниц двух типов разрешаются, позволяя одновременно получить данные для двух ориентаций магнитного поля.

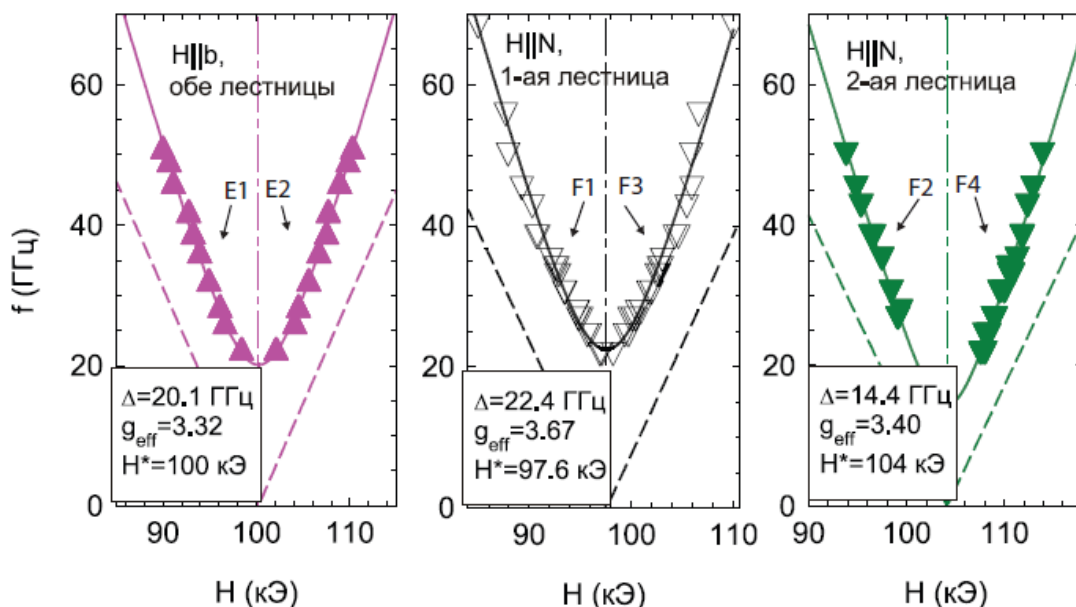


Рисунок 2. Частотно-полевая диаграмма для магнитного резонанса в ВРСВ для двух ориентаций магнитного поля $H \parallel b$ и $H \parallel N$. В ориентации $H \parallel N$ в ВРСВ имеется два типа неэквивалентных спиновых лестниц, позволяющие одновременно получить частотно-полевые диаграммы для двух ориентаций магнитного поля *относительно спиновой лестницы*. В рамках указаны подгоночные параметры эмпирической подгонки. Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые – результат подгонки, пунктирные линии – результат, ожидаемый для линейного бесщелевого спектра с g-факторами из парамагнитной фазы. Буквы E1,E2,F1,F2,F3,F4 маркируют различные компоненты резонансного поглощения.

Частотно-полевые зависимости для обнаруженного сигнала показаны на рисунке 2. Во всех трёх ориентациях поля наблюдается щелевой спектр с анизотропной величиной щели и асимптотическим наклоном частотно-полевых зависимостей, соответствующим аномальному для ионов меди g-фактору, примерно равному 3.5. Наблюдаемый спектр возбуждений радикально отличается от ожидаемого для модели Томонаги-Латтинжера линейного и бесщелевого спектра возбуждений.

Эту перестройку спектра можно объяснить учётом присутствующего в спиновой системе взаимодействия Дзялошинского-Мория. Для «спиновой лестницы» с доминирующим межцепочечным взаимодействием вблизи поля закрытия спиновой щели можно в первом приближении учитывать только два низлежащих состояния димера. Это позволяет спроецировать задачу о «спиновой лестнице» на цепочку псевдоспинов 1/2 с XXZ взаимодействием в скомпенсированном магнитном поле [3]. При этом преобразование взаимодействия Дзялошинского-Мория для реальных спинов отображается на аналогичное взаимодействие для псевдоспинов, но при этом остаётся только нормальная к полю компонента вектора Дзялошинского. При последующем переходе от одномерной XXZ модели

к её описанию на языке непрерывных полей модели Томонаги-Латтинжера это взаимодействие Дзялошинского-Мории приводит к уравнениям типа синус-Гордона с солитонным решением.

Нам удалось показать, что полученная солитонная конфигурация *эквивалентных псевдоспинов* является ЭПР-активным возбуждением, в то время как обычные колебания псевдоспиновой цепочки (соответствующие обычным бесщелевым возбуждениям модели Томонаги-Латтинжера) не возбуждаются в условиях ЭПР-эксперимента. При этом анизотропная величина щели связана с нормальной к полю компонентой вектора Дзялошинского, а аномальный наклон частотно-полевых зависимостей определяется параметром взаимодействия квазичастиц K модели Томонаги-Латтинжера, который без дополнительных параметров находится из известных значений обменных констант «спиновой лестницы». Результат такого модельного вычисления совпадает с экспериментом с точностью около 5%.

Таким образом, удалось наблюдать новый вид сигнала магнитного резонанса в высокополевой фазе магнетика типа «спиновая лестница». Наблюдаемый сигнал ЭПР-поглощения оказывается связан с необычными возбуждениями солитонного типа. Солитонные возбуждения в жидкости Томонаги-Латтинжера нами наблюдались впервые. Результаты опубликованы в [6]. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-12-01505.

Публикации:

- [1] T. Giamarchi, Quantum physics in one dimension, Clarendon, Oxford (2003)
- [2] T. Giamarchi, Int. J. of Mod. Phys. B **26**, 1244004, (2012)
- [3] P. Bouillot et al., Phys. Rev. B **83**, 054407 (2011)
- [4] Ch. Ruegg et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 247202 (2008)
- [5] E. Čížmár et al., Phys. Rev. B **82**, 054431 (2010)
- [6] Yu.Krasnikova et al., Phys. Rev. Lett. **125**, 027204 (2020)

Динамический диамагнетизм цепочечного анизотропного антиферромагнетика $\text{NiCl}_2\cdot 4\text{SC}(\text{NH}_2)_2$

Т.А. Солдатов¹, А.И. Смирнов¹, К.Ю. Поваров², А. Падуан-Фильхо³, А.И. Желудев²

¹ *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН*

² *ETH Zurich, Switzerland,*

³ *University of São Paulo, Brazil*

Изучен магнитный резонанс и высокочастотные свойства цепочечного магнетика со спином магнитного иона $S = 1$ и сильной одноионной анизотропией, $\text{NiCl}_2\cdot 4\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ (сокращенное наименование DTN). В этом соединении энергия антиферромагнитного обмена магнитных ионов в цепочках меньше энергии одноионной анизотропии легкоплоскостного типа. Данный кристалл представляет собой редкий пример спиновой системы с спин-жидкостным основным состоянием, в которой стабилизация неупорядоченного основного состояния обусловлена не обменным взаимодействием в низкоразмерном магнетике, а анизотропией. Это отличает DTN от классических магнетиков, в которых анизотропия, наоборот, способствует упорядочению. Спектр магнитного резонанса в спин-жидкостной фазе DTN аналогичен спектру спина $S=1$ в кристаллическом поле [1]. Однако, в специфической индуцированной полем антиферромагнитной фазе, которая существует при температуре ниже 1 К в интервале полей от 2 до 12 Т, спектр состоит из двух ветвей необычного антиферромагнитного резонанса. Одна из ветвей имеет минимальную частоту 80 ГГц в середине интервала существования упорядоченной фазы, а вторая является голдстоуновской модой с нулевой частотой. Голдстоуновская мода, тем не менее, приобретает конечную частоту при слабом отклонении направления магнитного поля от оси симметрии четвертого порядка. В упорядоченной фазе мы наблюдаем также необычный эффект нерезонансного динамического диамагнетизма в широкой полосе частот, схематически представленной на рисунке. Величина диамагнитной восприимчивости достигает величины динамической восприимчивости парамагнитного резонанса в этом соединении. Этот сильный диамагнитный отклик отличается от обычно наблюдаемого в условиях магнитного резонанса тем, что существует в широкой полосе частот. Эта полоса частот расположена выше квази-голдстоуновской моды, и имеет резкую нижнюю границу, что указывает на связь наблюдаемого эффекта с двухмагنونным поглощением на магнонах низкочастотной ветви, имеющих дисперсию в диапазоне наблюдения динамического диамагнетизма.

Результаты опубликованы в [1].

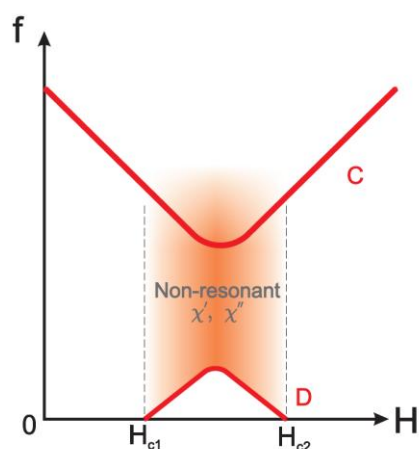


Рис.1 Схема частотно-полевого диапазона динамической диамагнитной нерезонансной восприимчивости, обусловленной двухмагنونным поглощением. Линия С обозначает частоту верхней моды антиферромагнитного резонанса, линия D - частоту квазиголдстоуновской моды. H_{c1} и H_{c2} – магнитные поля, ограничивающие область антиферромагнитной фазы.

1. T.A. Soldatov, A.I. Smirnov, K.Yu. Povarov, A. Paduan-Filho, A. Zheludev. Phys. Rev. B 101, 104410 (2020).

Сверхбыстрая магнитная динамика в магнитном диэлектрике при переключении спинового состояния катиона быстрой накачкойЮ.С. Орлов^{1,2}, С.В. Николаев^{1,2}, А.И. Нестеров³, С.Г. Овчинников^{1,2}¹ *Институт Физики им.Л.В.Киренского, ФИЦ КНЦ СОРАН, Красноярск*² *Сибирский Федеральный Университет, Красноярск*³ *Университет Гвадалахары, Гвадалахара, Мексика*

В рамках многоэлектронной модели магнитного диэлектрика с двумя различными спиновыми термами каждого катиона, с сильной связью электронов с локальными вибронами -колебаниями кислородного октаэдра вокруг катиона, межатомными обменным и упругим взаимодействиями рассмотрена динамика возбужденного состояния, полученного при быстром переключении катиона из высокоспинового (HS) состояния в низкоспиновое (LS) состояние за счет внешней накачки. Решение уравнений Рэдфилда для редуцированной матрицы плотности выявило многовременную динамику релаксации намагниченности антиферромагнитной подрешетки, концентрации HS терма и изменений длины связи металл-кислород [1]. Изменение спинового состояния при резонансных d-d переходах в FeVO₃ привело в смене знака обменного взаимодействия с антиферромагнитного между соседними ионами Fe⁺³ в основном S = 5/2 состоянии на ферромагнитный между возбужденным ионами с S=3/2 и соседним в основном состоянии [2], что приводит к долгоживущим периодическим колебаниям намагниченности, обнаруженным ранее в pump-probe экспериментах методами фемтосекундной магнитооптики [3].

На рис.1 видно, как с ростом спин-орбитального взаимодействия усиливается различие времен релаксации намагниченности и заселенности HS и колебаний длины связи. На среднем рисунке в нижнем ряду также отчетливо видны долгоживущие периодические колебания намагниченности уже после возвращения системы в равновесное высокоспиновое состояние. Фурье спектры в правом ряду показывают серию узких резонансов Франка-Кондона, обусловленных поляронной природой многоэлектронных термов катион-анионного комплекса, расстояния между пиками равно частоте вибрана.

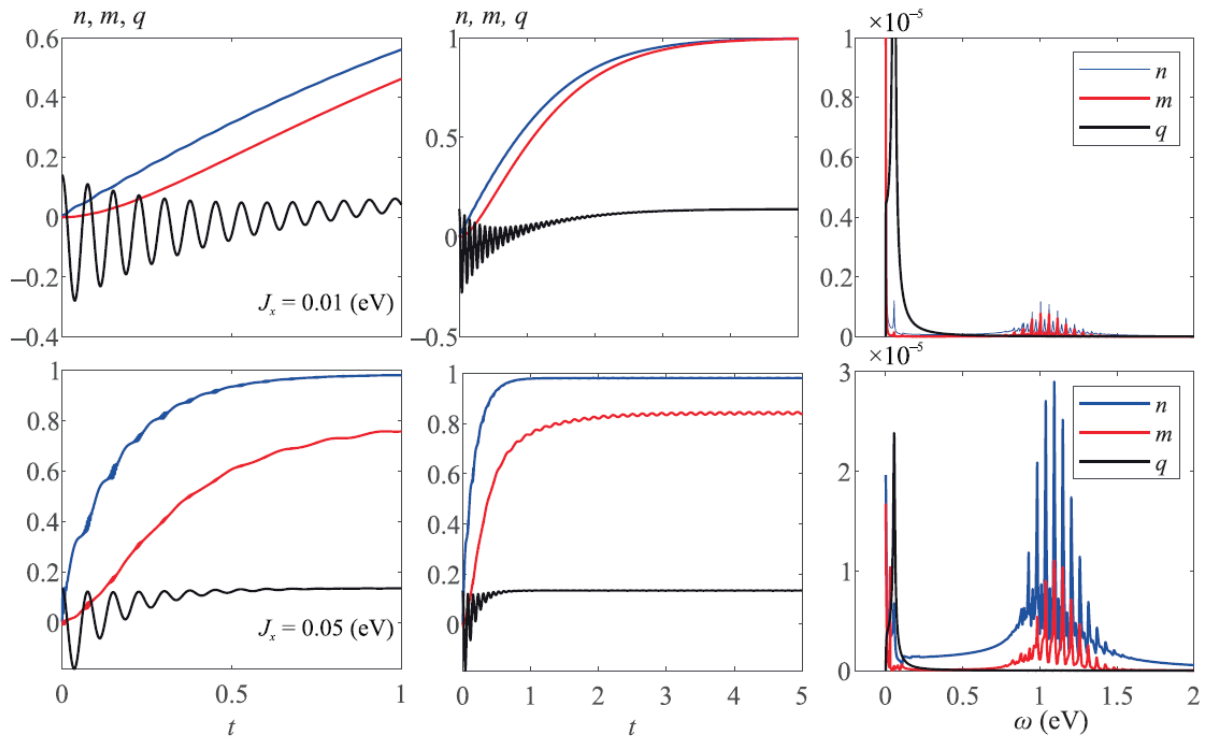


Рис.1. Квантовая динамика релаксации низкоспиновых в начальный момент времени фотовозбужденных состояний при $T = 100$ К для двух значений спин-орбитального взаимодействия $J_x = 0.01$ эВ (верхний ряд) и $J_x = 0.05$ эВ (нижний ряд). В первом столбце время по оси абсцисс до 1 псек, во втором те же кривые до 5 псек. В правом столбце приведены результаты Фурье-анализа спектров колебаний намагниченности подрешетки m (красная линия), заселенности высокоспиновых состояний n (синяя линия) и модуляция длины связи металл-кислород q (черная линия) [1]

Публикации:

1. Орлов Ю.С., Николаев С.В., Овчинников С.Г., Нестеров А.И. Сверхбыстрая квантовая динамика релаксации магнитоупорядоченных систем со спиновым кроссовером в возбужденном состоянии при внезапном возмущении. Письма в ЖЭТФ **112**, 268 (2020).
2. Mikhaylovskiy R.V., Huisman T.J., Gavrichkov V.A., Polukeev S.I., Ovchinnikov S.G., Afanasiev D., Pisarev R.V., Rasing Th., and Kimel A.V. Resonant pumping of $d-d$ crystal field electronic transitions as a mechanism of ultrafast optical control of the exchange interactions in iron oxides. Physical Review Letters **125**, 157201, (2020).
3. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, and Th. Rasing, Nature (London, U.K.) **435**, 655 (2005).

Сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение магнитной анизотропии и динамика намагниченности в магнитоупругих доменах синтетического мультиферроика CoFeV/BaTiO₃

Л. А. Шелухин,¹ Н. А. Перцев,¹ А. В. Щербаков,^{1,2} D. L. Kazenwadel,³ Д. А. Кириленко,¹ S. J. Hämmäläinen,⁴ S. van Dijken,⁴ А. М. Калашникова¹

¹ ФТИ им. А. Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

² Experimental Physics II, Technical University Dortmund, Germany

³ University of Konstanz, Germany

⁴ NanoSpin, Department of Applied Physics, Aalto University School of Science, Finland

Мультиферроики вызывают огромный интерес, поскольку в этих средах возможно реализовать управление намагниченностью внешним электрическим полем и наоборот — электрической поляризацией за счет внешнего магнитного поля. Однако число однофазных мультиферроиков сильно ограничено, и большинство из них демонстрируют мультиферроичные свойства лишь при низких температурах. Синтетические мультиферроики, представляющие собой гетероструктуры на основе сегнетоэлектрических и ферромагнитных слоёв, связанных непрямым магнитоупругим взаимодействием, рассматриваются как перспективные кандидаты для реализации магнитоэлектрических взаимодействий при комнатных температурах и представляют интерес как база для устройств спинтроники и магноники. Реализация управления намагниченностью или поляризацией синтетических мультиферроиков фемтосекундными лазерными импульсами может существенно расширить их функциональность и быстродействие устройств, основанных на таких структурах.

В нашей работе [1] было экспериментально исследована возможность лазерно-индуцированного изменения магнитоэлектрической связи в синтетическом мультиферроике CoFeV(50 нм)/BaTiO₃(350 мкм). В такой структуре в сегнетоэлектрике BaTiO₃ при комнатной температуре существуют механические напряжения, связанные со спонтанной поляризацией. В результате передачи механического напряжения из BaTiO₃ и явления обратной магнитострикции в ферромагнитном CoFeV слое наводится одноосная магнитная анизотропия (Рис.1а). Таким образом, магнитоэлектрическая связь в таком мультиферроике является не прямой и реализуется за счет эффекта магнитоупругости.

Эксперименты по методике оптической накачки-зондирования (Рис.1а) проводились с использованием 170 фс импульсов, сфокусированных в пятно диаметром порядка 5 мкм. Импульсы накачки возбуждали структуру со стороны ферромагнитной пленки CoFeV. Динамика намагниченности в CoFeV детектировалась путем измерения керровского вращения плоскости поляризации импульсов зондирования в зависимости от времени задержки между импульсами накачки и зондирования. Лазерно-индуцированная динамика намагниченности детектировалась в отдельных 90°-доменах CoFeV. Измерения проводились при различной ориентации внешнего магнитного поля относительно осей лёгкого намагничивания в магнитных доменах.

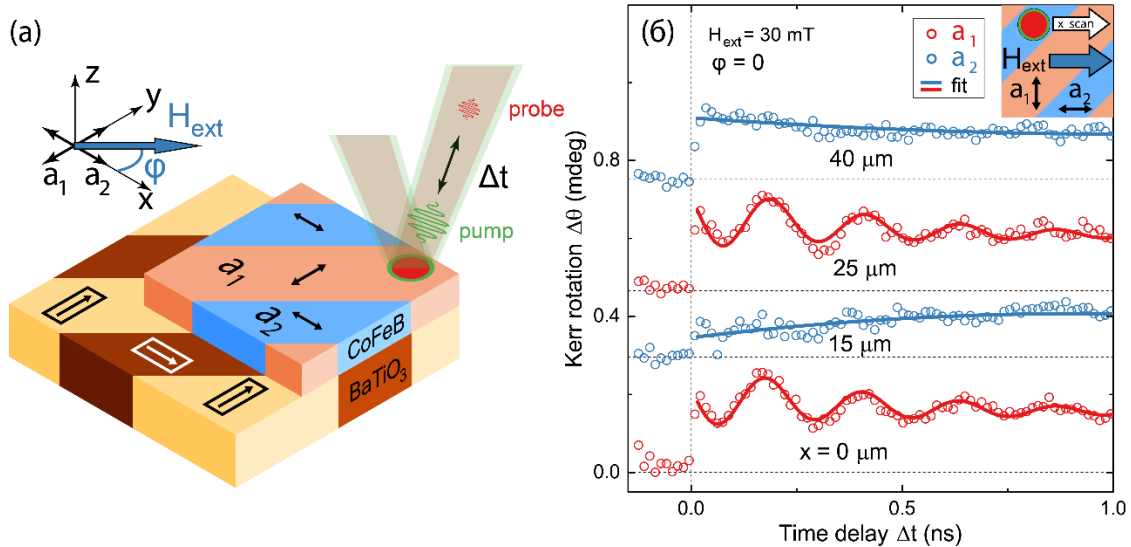


Рис. 1 (а) Схематичное изображение синтетического мультиферроика CoFeV/BaTiO₃ и геометрии эксперимента по оптической накачке-зондированию. BaTiO₃ разбит на 90°-сегнетоэлектрические домены, что создает 90°-магнитоупругие домены a₁ и a₂ в CoFeV. **(б)** Зависимости вращения плоскости поляризации импульсов зондирования от времени задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренные в доменах a₁ и a₂ (синие и красные символы). На вставке показана ориентация внешнего магнитного поля. Осцилляции соответствуют лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в доменах a₂, в то время как в доменах a₁ прецессия не возбуждается.

В экспериментах было обнаружено, что в отдельном домене лазерный импульс возбуждает прецессию намагниченности только в случаях, если внешнее магнитное поле не направлено вдоль оси легкого намагничивания данного (Рис.1б). Такое поведение свидетельствует о том, что возбуждение прецессии происходит за счет сверхбыстрого лазерно-индуцированного уменьшения магнитной анизотропии в пленке CoFeV. Описание наблюдаемых явлений было проведено в рамках феноменологической модели с учётом лазерно-индуцированных сверхбыстрого размагничивания (-10%) и соответствующего ему изменения параметра магнитоупругой анизотропии (-27%). Было получено хорошее соответствие расчётов с экспериментом, подтверждающее, что механизмом возбуждения магнитной прецессии является сверхбыстрое лазерно-индуцированное уменьшение магнитоупругого параметра в слое CoFeV, вызванное сверхбыстрым нагревом, происходящем на временах порядка 1 пс.

Помимо лазерно-индуцированного возбуждения прецессии намагниченности, при определенных направлении и напряженности внешнего магнитного поля в экспериментальных данных были выявлены особенности, свидетельствующие о реализации лазерно-индуцированного переключения намагниченности в отдельных доменах. Моделирование траекторий намагниченности при фемтосекундном оптическом возбуждении показало, что если магнитное поле направлено перпендикулярно легкой оси и близко к полю насыщения, то сверхбыстрое уменьшение магнитной анизотропии действительно может приводить к прецессионному переключению намагниченности, либо к переключению через метастабильное состояние.

Таким образом, было впервые показано, что воздействие фемтосекундных лазерных импульсов приводит к сверхбыстрому уменьшению магнитоупругого параметра ферромагнитного слоя CoFeV, что проявляется в возбуждении магнитной прецессии в отдельных магнитоупругих доменах мультиферроика CoFeV/BaTiO₃. Также было показано, что когда внешнее поле направлено вдоль трудного направления намагничивания, происходит

прецессионное переключение намагниченности в другое положение равновесия, что подтверждается результатами моделирования в макроспиновом приближении. Следует отметить, что в мультиферроике CoFeV/BaTiO_3 лазерно-индуцированное изменение магнитоупругого параметра соответствует также уменьшению коэффициента непрямо́й магнитоэлектрической связи. В связи с этим полученные результаты могут быть в дальнейшем использованы для реализации аналога термомагнитной записи – термомагнитно-электрической записи в мультиферроике, при которой переключение намагниченности реализуется за счет совместного воздействия внешнего электрического поля и лазерного импульса.

Публикации:

[1] L.A. Shelukhin, N. A. Pertsev, A.V. Scherbakov, D.L. Kazenwadel, D.A. Kirilenko, S.J. Hämmäläinen, S. van Dijken, and A.M. Kalashnikova, *Laser-Induced Magnetization Precession in Individual Magnetoelastic Domains of a Multiferroic $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{BaTiO}_3$ Composite*, Phys. Rev. Appl. 14, 034061 (2020).

Спектроскопия и моделирование магнитных свойств квазиодномерных ферроборатов $YFe_3(BO_3)_4$ и $ErFe_3(BO_3)_4$

Б.З. Малкин¹, Е.П. Чукалина², А. Яблуновски^{2,3}, Д.С. Ерофеев², Е.А. Попова⁴, И.А. Гудим⁵, М.Н. Попова¹

¹Казанский Федеральный Университет, Казань

²Институт спектроскопии Российской академии наук, Троицк, Москва

³Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный

⁴Высшая Школа Экономики, Москва

⁵Институт физики им. Киренского СО РАН, Красноярск

Разработана модель самосогласованных четырехчастичных кластеров - минимальная модель, которая количественно описывает физические свойства высокоспиновых цепочек с различной пространственной структурой (линейной, зигзагообразной или спиральной) [1]. Основная идея состояла в том, что, используя метод точной диагонализации и расширяя приближение Бете-Пайерлса на кластеры, содержащие хотя бы одну внутреннюю пару частиц, связанных антиферромагнитным обменным взаимодействием (т.е. не менее двух димеров), можно точно учесть спиновые корреляции ближайших соседей. В этой модели отсутствуют существенные недостатки одноузельных или димерных моделей, использовавшихся ранее при исследовании квазиодномерных РЗ ферроборатов, а именно наличие магнитного порядка в изолированной цепочке и сильно завышенные значения обменных интегралов и температур Нееля.

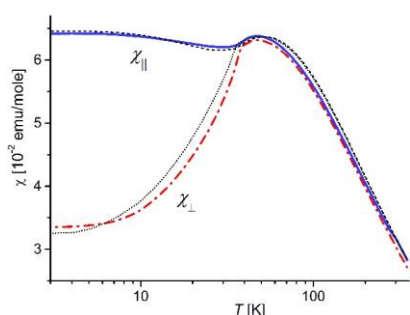


Рис. 1. Температурные зависимости компонент тензора магнитной восприимчивости $YFe_3(BO_3)_4$. Черные пунктирные линии - результаты расчетов, синие сплошные и красные штрихпунктирные линии - данные измерений.

Для тестирования модели был выбран кристалл $YFe_3(BO_3)_4$, содержащий только одну магнитную систему (железа). Параметры кристаллического поля (КП) для ионов Fe^{3+} рассчитаны в рамках модели обменных зарядов. Полученные частоты разрешенных по спину бесфононных излучательных переходов в ионах железа удовлетворительно коррелируют с измеренными спектрами поглощения различных РЗ ферроборатов. Затем было

проведено моделирование имеющихся в литературе температурных зависимостей компонент тензора магнитной восприимчивости $YFe_3(BO_3)_4$, как в парамагнитной, так и в антиферромагнитной фазах. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных свидетельствует о хорошем качестве модели [1].

Выполнено исследование оптических спектров высокого разрешения ионов Er^{3+} в изоструктурном с ферроборатом иттрия ферроборате эрбия в широком диапазоне температур, как в парамагнитной, так и антиферромагнитной фазах [2]. Из анализа спектров надежно определены значения энергий 45 штарковских уровней Er^{3+} (крамерсовских дублетов) в парамагнитном $ErFe_3(BO_3)_4$. Показано, что выводы ранее опубликованной работы [3] об изменении симметрии центра и частот локальных колебаний в возбужденных состояниях Er^{3+} не обоснованы и связаны, в основном, с неправильной идентификацией многих спектральных линий. Построенная нами схема штарковских уровней далее использована для расчета электронной структуры ионов Er^{3+} в кристаллическом поле симметрии C_2 в ферроборате эрбия. Исходные параметры КП рассчитывались в рамках модели обменных зарядов. Затем они были скорректированы путем сравнения рассчитанных энергий уровней Er^{3+} с экспериментальными оптическими данными. Магнитные g-факторы основного крамерсовского дублета, рассчитанные с использованием полученных таким образом параметров КП, показывают одноионную магнитную анизотропию, которая способствует

легкоплоскостной магнитной структуре $\text{ErFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ниже T_N . Что важно, g -тензор не является изотропным в кристаллографической плоскости ab из-за низкосимметричных (C_2) компонент КП. Это приводит к трем магнитно-неэквивалентным позициям для ионов Er^{3+} при произвольном направлении магнитного поля в плоскости ab . Предполагая коллинеарную структуру магнитных моментов железа, направленных вдоль одной из трех эквивалентных осей C_2 в плоскости ab (в данном случае имеются две магнитно-неэквивалентные системы эрбия, $\text{Er}1$ и $\text{Er}2$, с соотношением 1: 2), мы рассчитали температурные зависимости магнитных моментов эрбия, индуцированных изотропным обменным взаимодействием с ионами железа. Результаты расчетов удовлетворительно моделируют экспериментально измеренные зависимости, свидетельствуя об адекватности использованного теоретического подхода, и хорошо объясняют данные по рассеянию нейтронов [4] без дополнительной магнитной структуры, предложенной в [4].

Также были рассчитаны температурные зависимости продольной и поперечной магнитной восприимчивости и полевые зависимости намагниченности в магнитных полях, параллельных и перпендикулярных кристаллографической оси c кристалла $\text{ErFe}_3(\text{BO}_3)_4$. Вклад магнитной подсистемы железа, состоящей из спиральных цепочек, направленных вдоль оси c , был рассчитан с использованием недавно разработанной и апробированной на $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$ самосогласованной четырехчастичной кластерной модели цепочек гейзенберговских цепочек ионов Fe^{3+} . Результаты расчетов хорошо моделируют имеющиеся экспериментальные данные.

Публикации:

- [1] B.Z. Malkin, E.A. Popova, E.P. Chukalina, A. Jablunovskis, and M.N. Popova, *Self-Consistent Four-Particle Cluster Model of Fe^{3+} Heisenberg Chains: Spectral and Magnetic Properties of $\text{YFe}_3(\text{BO}_3)_4$ Crystals*, Physica Status Solidi (RRL)–Rapid Research Letters, **14**(3), 1900603 (2020).
- [2] M. N. Popova, E. P. Chukalina, D. S. Erofeev, A. Jablunovskis, I. A. Gudim, and B. Z. Malkin, *High-resolution optical spectroscopy and modeling of spectral and magnetic properties of multiferroic $\text{ErFe}_3(\text{BO}_3)_4$* , Phys. Rev. B **101**, 205108 (2020).
- [3] A. V. Malakhovskii, V. V. Sokolov, I. A. Gudim, Influence of the low local symmetry of Er^{3+} ions on magnetic circular dichroism and absorption spectra of f - f transitions in $\text{ErFe}_3(\text{BO}_3)_4$ single crystal, J. Magn. Magn. Materials **465**, 700 (2018).
- [4] C. Ritter, A. Vorotynov, A. Pankrats, G. Petrakovskii, V. Temerov, I. Gudim, R. Szymczak, Magnetic structure in iron borates $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{R} = \text{Er}, \text{Pr}$): a neutron diffraction and magnetization study, J. Phys.: Condens. Matter **22**, 206002 (2010).

Гигантский квадратичный магнитооптический эффект Керра в пленках EuO и (Eu,Gd)O

В.Н. Кац¹, С.Г. Нефедов¹, Л.А. Шелухин¹, П.А. Усачев¹, В.В. Павлов¹, Д.В. Аверьянов², И.А. Каратаев², О.Е. Парфенов², А.Н. Талденков², А.М. Толмачев², В.Г. Сторчак²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург

² Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва

В настоящее время линейные магнитооптические (МО) эффекты, в частности эффекты Фарадея и Керра, составляют основу МО сенсоров, поскольку они являются доминирующими при взаимодействии света с магнитными материалами. Напротив, квадратичные МО эффекты, например, линейное магнитное двулучепреломление и дихроизм, а также их аналоги в отражении, как правило, гораздо слабее. Поэтому, квадратичные МО эффекты зачастую рассматриваются как паразитные или несущественные эффекты. С другой стороны, квадратичные МО эффекты очень чувствительны к поперечной компоненте намагниченности, что в принципе позволяет проводить измерения тангенциальной компоненты магнитного поля в простой вертикальной геометрии.

В данной работе мы сообщаем о наблюдении квадратичного магнитооптического эффекта Керра аномально большой величины, а также сильные полярный и меридиональный эффекты Керра в наноразмерных ферромагнитных пленках оксида европия EuO и Gd-замещенного оксида европия (Eu,Gd)O. Халькогениды европия EuX (X = O, S, Se, Te), образующие семейство магнитных полупроводников с кубической решеткой типа NaCl, обладают рядом уникальных физических свойств – магнитных, оптических и магнитооптических. Так, например, высокая спиновая инжекция в эпитаксиальных слоях магнитного полупроводника EuO на подложках из кремния Si и нитрида галлия GaN демонстрирует возможность использования EuX для устройств спинтроники [A. Schmehl et al., Nature Mater. 6, 882, 2007]. В семействе EuX ферромагнитный EuO имеет самую высокую температуру Кюри $T_C = 69$ K, которую можно существенно увеличить до 125 K при легировании гадолинием Gd [R. Sutarto et al., Phys. Rev. B 80, 085308, 2009].

Высококачественные плёнки EuO и (Eu,Gd)O были приготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке из оксида циркония ZrO₂, стабилизированного оксидом иттрия Y₂O₃ (YSZ). Качество пленок было проанализировано различными методами с точки зрения их структуры и свойств. Ориентация пленок и шероховатость поверхности контролировались *in situ* с помощью отражательного высокоэнергетического электронного дифрактометра (RHEED kSA 400 analytical system). Исследование рентгеновской дифракции проводилось *ex situ* с помощью дифрактометра (Rigaku SmartLab 9kW). Магнитная структура пленок изучена с помощью SQUID-магнитометра (MPMS XL-7, Quantum Design).

МО эффекты в эпитаксиальных структурах EuO/YSZ и (Eu,Gd)O/YSZ были измерены при отражении света с использованием экспериментальной установки, позволяющей проводить измерения в полярной и меридиональной геометриях. При измерении квадратичного и меридионального эффектов Керра магнитное поле величиной ± 500 мТ прикладывалось в плоскости образца с возможностью различной взаимной ориентации векторов намагниченности \mathbf{M} , индукции магнитного поля \mathbf{B} и поляризации падающего света \mathbf{E} относительно кристаллографических осей [100] и [010] образцов, см. Рис.1а. При измерении полярного эффекта Керра магнитное поле прикладывалось вдоль нормали к плоскости образца.

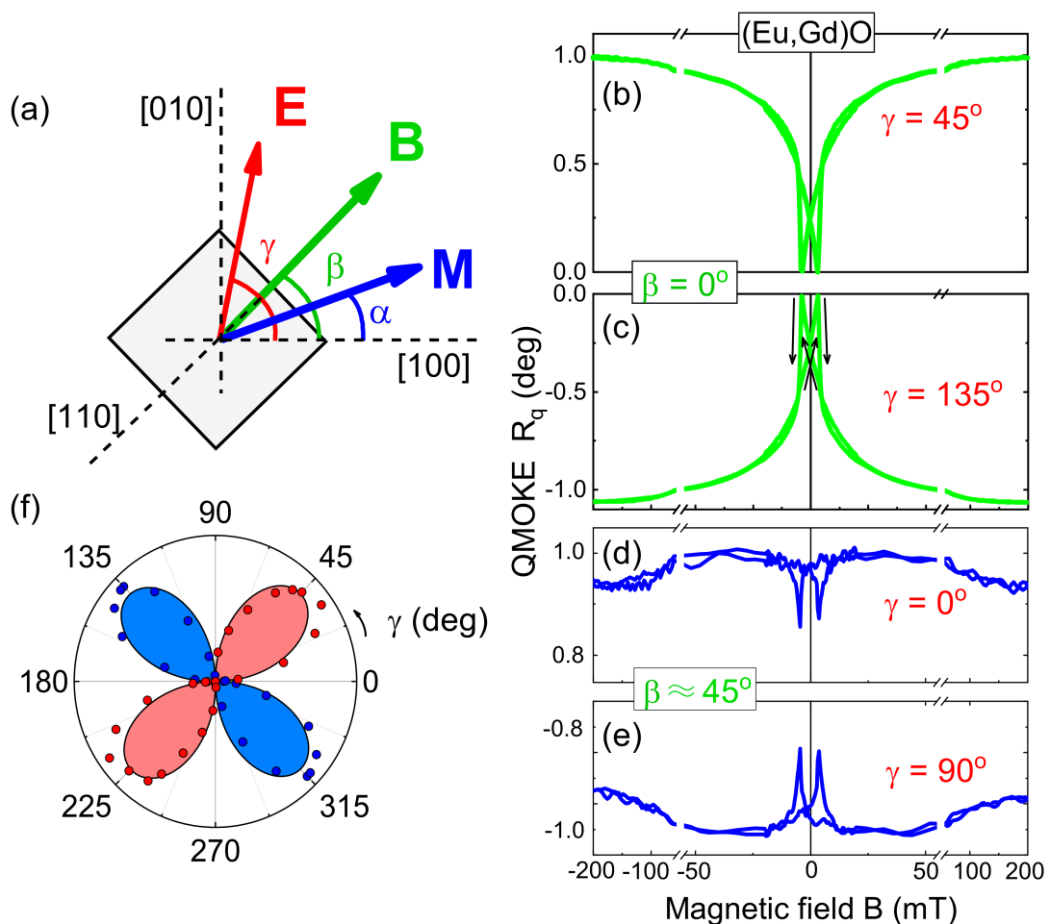


Рис. 1 (a) ориентация намагниченности \mathbf{M} , индукции магнитного поля \mathbf{B} и поляризации падающего света \mathbf{E} относительно кристаллографических осей $[100]$ и $[010]$ (Eu,Gd)O; (b-e) полевые зависимости квадратичного магнитооптического эффекта Керра в (Eu,Gd)O для различных взаимных ориентаций векторов \mathbf{M} , \mathbf{B} и \mathbf{E} ; квадратичный эффект в зависимости от угла γ для геометрии $\mathbf{B} \parallel [100]$.

В плёнке $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{O}$ в области энергий фотонов ~ 1.8 эВ квадратичный магнитооптический эффект Керра достигает величины более 1° (см. Рис. 1), что на порядок превышает заявленные значения гигантского квадратичного эффекта в (Ga,Mn)As [A. V. Kimel et al., Phys. Rev. Lett. 94, 227203, 2005]. Исключительно большой квадратичный эффект Керра, обнаруженный в наноструктурах EuO/YSZ и (Eu,Gd)O/YSZ, сравнительно низкое коэрцитивное поле и магнитная анизотропия типа «легкая плоскость» позволяют измерять малые тангенциальные компоненты внешнего магнитного поля в вертикальной геометрии. Таким образом, гигантский квадратичный магнитооптический эффект Керра в плёнках EuO и (Eu,Gd)O в комбинации с большими линейными магнитооптическими эффектами Керра может быть использован для создания векторных датчиков слабых магнитных полей.

Публикации:

V. N. Kats, S. G. Nefedov, L. A. Shelukhin, P. A. Usachev, D. V. Averyanov, I. A. Karateev, O. E. Parfenov, A. N. Taldenkov, A. M. Tokmachev, V. G. Storchak, V. V. Pavlov, «Giant quadratic magneto-optical Kerr effect in (Eu,Gd)O films for magnetic field sensing», Applied Materials Today **19**, 100640, 2020
<https://doi.org/10.1016/j.apmt.2020.100640>

№16

Управление взаимодействием Дзялошинского-Мория в многослойных структурах Co/Pt с помощью деформаций

Н.С. Гусев¹, Е.В. Скороходов¹, Р.В. Горев¹, М.В. Сапожников¹, О.Г. Удалов¹,
А.В. Садовников², С.А. Никитов³, И.С. Белобородов⁴

¹ *Институт физики микроструктур, Нижний Новгород*

² *Саратовский университет*

³ *ИРЭ РАН*

⁴ *California State University Northridge*

Методом Мандельштам - Бриллюэновского рассеяния света обнаружено влияние упругих деформаций на величину и знак взаимодействия Дзялошинского – Мория в многослойных структурах Co/Pt. Изменение деформации от - 0.1% до + 0.1% изменяет это взаимодействие от - 0.2 до 0.9 мДж/м². При этом анизотропная деформация образца сопровождается перестройкой магнитной доменной структуры, которая наблюдалась экспериментально методом магнитно - силовой зондовой микроскопии. Предложены теоретические модели обнаруженных явлений.

Публикации:

1. NS Gusev et al, Phys. Rev. Lett. 124, 157202 (2020)
2. OG Udalov, IS Beloborodov, Physical Review B 102 (13), 134422 (2020)
3. OG Udalov, MV Sapozhnikov, JMMM, 519, 167464 (2020)

Наблюдение ферромагнетизма в тонкой плёнке SrIrO_3 при контакте с плёнкой $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

В. В. Демидов¹, Г. А. Овсянников¹, Т. А. Шайхулов¹, Н. В. Андреев²

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.*

² *Национальный Исследовательский Технологический Университет (НИТУ) «МИСЦ»*

В данной работе методами магнитного резонанса впервые наблюдалось ферромагнитное упорядочение в эпитаксиальных плёнках иридата SrIrO_3 с толщинами 10 нм, напылённых на слои ферромагнитного манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с толщинами 4 нм и 10 нм, которые были эпитаксиально выращены на монокристаллической подложке из NdGaO_3 . Упорядочение происходило вблизи температуры 60 К. При этом намагниченность слоя иридата достигала значения $\sim 1 \mu_B/\text{Ir}$, что сравнимо с намагниченностью манганита, который переходит в ферромагнитное состояние в интервале температур 320-350 К. Анализ температурных зависимостей параметров магнитной анизотропии и намагниченности в наблюдаемых ферромагнитных спиновых системах позволил однозначно утверждать о ферромагнетизме во всём слое иридата.

Большое внимание к исследованию иридатов как типичных представителей $5d$ - переходных металлов обусловлено наличием сильного спин-орбитального взаимодействия в этих веществах, что, в свою очередь, открывает возможности для существенных спин-транспортных эффектов. Среди стронциевых иридатов $\text{Sr}_{n+1}\text{Ir}_n\text{O}_{3n+1}$ выделяется SrIrO_3 (SIO), который, в отличие от существенно слоистых изоляторов Sr_2IrO_4 с одной обособленной плоскостью IrO_2 ($n = 1$) и $\text{Sr}_3\text{Ir}_2\text{O}_7$ ($n = 2$), имеет непрерывное чередование плоскостей IrO_2 ($n = \infty$) и является парамагнитным полуметаллом вплоть до гелиевых температур. При этом кристаллографические параметры SIO позволяют выращивать эпитаксиальные слои на эпитаксиальных плёнках манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO). Здесь будут представлены результаты исследований спектров электронного спинового резонанса двух гетероструктур SIO(10 нм)/LSMO(4 нм)/NGO и SIO(10 нм)/LSMO(10 нм)/NGO в температурном диапазоне 30-300 К.

Резонансное соотношение для ФМР от слоя LSMO, которое получается из решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, позволяет определять различные магнитные характеристики ферромагнетика, заложенные в выражении для свободной энергии образца. Снятие угловых зависимостей резонансных полей при различных температурах позволило определить температурные зависимости намагниченности, а также констант и направлений осей магнитной анизотропии ферромагнитных слоёв. В диапазоне температур 100-300 К спектры магнитного резонанса от обеих структур SIO/LSMO/NGO содержали только одну резонансную линию от ферромагнитного слоя LSMO. Однако при дальнейшем понижении температуры ниже 80 К в спектре ФМР возникла дополнительная линия, которая, как доказано в нашей работе, обусловлена переходом в ферромагнитное состояние слоя SIO.

Ранее публиковались работы, в которых на основе косвенных данных указывалось на ферромагнитное упорядочение от одного до трёх атомных слоёв SIO, находящихся в контакте с ферромагнитными слоями, при понижении температуры ниже 100 К [1, 2]. В отличие от содержания этих публикаций мы демонстрируем возникновение дополнительной линии в спектре ФМР в двухслойной структуре SIO/LSMO при понижении температуры ниже 80 К, что однозначно говорит о прямой регистрации ферромагнитного упорядочения в новой спиновой системе. При этом наличие температурных зависимостей намагниченностей и параметров магнитной анизотропии для обеих спиновых систем в двухслойной структуре SIO/LSMO позволило уверенно утверждать, что дополнительная линия ФМР не принадлежит к спиновой системе части слоя LSMO с пониженной температурой ферромагнитного упорядочения [3]. Кроме того, при понижении температуры до 30 К намагниченность слоя

SIO достигает величины, сравнимой с намагниченностью насыщения соседнего слоя манганита LSMO. Значит, в нашем случае ферромагнитно упорядоченные спины регистрируются во всём слое иридата толщиной 10 нм.

Публикации:

1. J. Matsuno, K. Ihara, S. Yamamura, H. Wadati, K. Ishii, V. V. Shankar, H.-Y. Kee, and H. Takagi, “Engineering a spin-orbital magnetic insulator by tailoring superlattices”, *Phys. Rev. Lett.* 114, 247209 (2015)
2. J. Nichols, X. Gao, S. Lee, T. L. Meyer, J. W. Freeland, V. Lauter, D. Yi, J. Liu, D. Haskel, and J. R. Petrie, “Emerging magnetism and anomalous Hall effect in iridate–manganite heterostructures”, *Nat. Commun.* 7, 12721 (2016)
doi: 10.1038/ncomms12721
3. V. V. Demidov, N.V. Andreev, T. A. Shaikhulov, and G. A. Ovsyannikov. “Observation of ferromagnetism in a thin SrIrO₃ film contacting with a La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ film”. *JMMM* 497, 165979 (2020).
doi: 10.1016/j.jmmm.2019.165979

Детектирование субтерагерцевых колебаний с помощью гетероструктуры антиферромагнетик-тяжелый металл

А.Р. Сафин^{1,2}, Д.В. Калябин^{1,3}, С.А. Никитов^{1,3}, А. Кирилюк⁴

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

² *Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия*

³ *Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, МО*

⁴ *Университет Неймегена имени святого Радбода Утрехтского, Неймеген, Нидерланды*

Возбуждение и детектирование терагерцевых колебаний в антиферромагнитных наноструктурах является важным направлением спинтроники [1] и магноники [2]. В [3] двуслойная структура, состоящая из антиферромагнетика (АФМ) и слоя тяжелого металла (ТМ) использовалась для детектирования терагерцевого спинового тока. Однако, вопрос перестройки частоты ранее не обсуждался.

Была предложена трехслойная структура перестраиваемого по частоте детектора терагерцевых колебаний (см Рис.1а) [4] с помощью электрического тока. Нами разработана и проанализирована математическая модель детектора, основанная на анализе сигма-модели для вектора Нееля АФМ. Было показано, что зависимость выпрямленного напряжения на детекторе от частоты внешнего воздействия носит резонансный характер (см Рис.1б), а ширина спектральной линии детектора пропорциональна константе затухания Гильберта и обменной энергии между подрешетками АФМ. Для АФМ IrMn при нулевом токе резонансная частота составляет 450 ГГц, а ширина спектральной линии 64.8 ГГц. Перестройка частоты детектора осуществляется за счет пропускания через нижний Pt электрод (рис.1а), а снятие постоянного напряжения с верхней Pt. Зависимость частоты детектируемого сигнала от плотности входного постоянного тока показана на рис.1с, из которой следует возможность непрерывной перестройки частоты от 450 ГГц (при нулевом токе) до 0 (при плотности тока $7 \cdot 10^8$ А/см²). Величина чувствительности выпрямленного напряжения была оценена «снизу» и составила 1000 В/Вт. Таким образом, была предложена схема перестраиваемого детектора переменных терагерцевых колебаний на основе АФМ тонкой пленки и слоя ТМ. Чувствительность к переменному сигналу такой структуры детектора сравнима с чувствительностью современных детекторов, построенных на основе диодов Шоттки и Ганна.

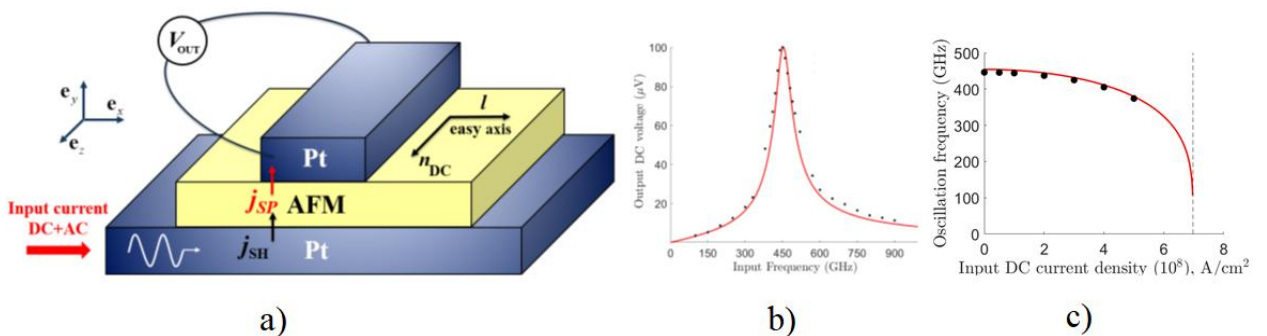


Рис. 1 а) Структура перестраиваемого током детектора ТГц колебаний, б) зависимость выпрямленного детектором напряжения от частоты внешнего воздействия, в) зависимость частоты колебаний детектора от величины постоянного тока.

Путём последовательного рассмотрения пьезоэлектрического эффекта в слое пьезоэлектрика (ПЭ), наведения упругих деформаций в слое (АФМ) через деформации в слое ПЭ и магнитоупругого эффекта (см. рис. 2а), было установлено [5], что электрическое поле в слое ПЭ может быть использовано для наведения полей магнитной анизотропии и изменения частоты АФМ резонанса и изменения критического тока возбуждения автоколебаний. Данный

результат был продемонстрирован на примере гетероструктуры Pt/NiO/PZT-5H. Была показана возможность перестройки частоты колебаний детектора, построенной на основе рассматриваемой гетероструктуры, электрическим напряжением в широких пределах (рис.2b) Описанный в работе эффект может найти практическое применение в магнронных и спинтронных устройствах, основанных на пьезоэлектриках и магнитных материалах или использующих магнитную анизотропию. Таким образом, было установлено, что перестраивать частоту терагерцевого детектора можно электрическим полем.

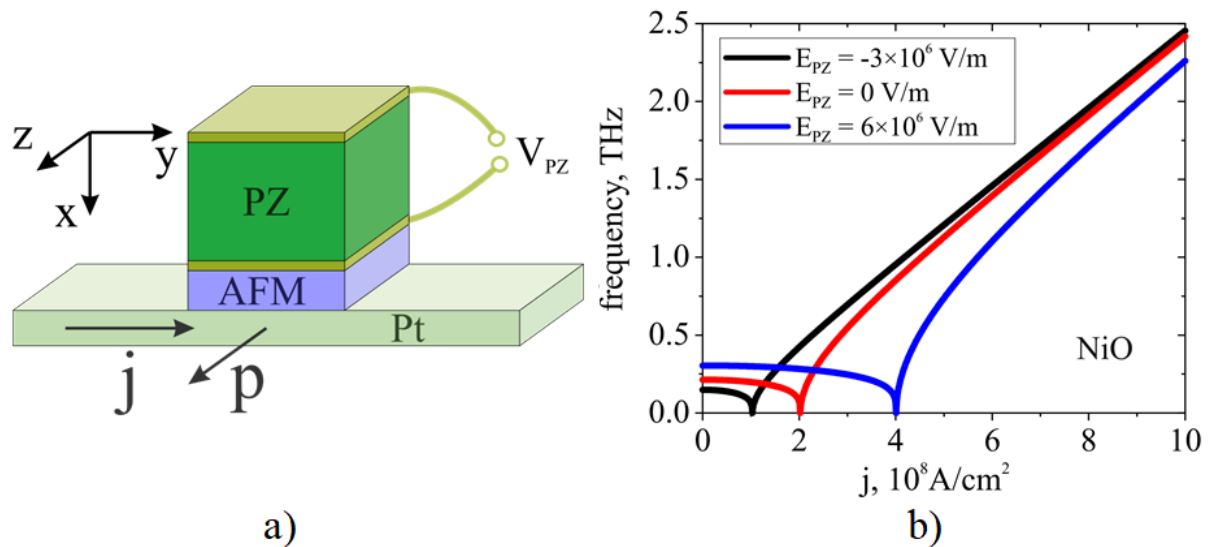


Рис. 2 а) Структура перестраиваемого напряжением V_{PZ} детектора ТГц колебаний, б) зависимость частоты колебаний детектора от величины постоянного тока при различных значениях напряженности поля E_{PZ} .

Работа выполнена при поддержке гранта правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего образования, научных учреждениях и государственных научных центрах Российской Федерации (проект № 075-15-2019-1874), Российского научного фонда (проект № 19-19-00607), Российского фонда фундаментальных исследований № 18-37-20048, 18-29-27018, 18-07-00509, 18-57-76001, 18-57-16001, 19-29-0301.

Публикации:

1. Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T., Tserkovnyak Y. Antiferromagnetic spintronics // *Rev. Mod. Phys.* 2018. Vol. 90. P. 015005.
2. Никитов С.А., Сафин А.Р., Калябин Д.В., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Логунов М.В., Морозова М.А., Одинцов С.А., Осокин С.А., Шараевская А.Ю., Шараевский Ю.П., Кирилюк А.И. Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам // *Успехи физических наук.* 2020. Т. 190. № 10. С. 1009-1040.
3. Khymyn R., Tiberkevich V., Slavin A. Antiferromagnetic spin current rectifier // *AIP. Adv.* 2017. Vol. 7. P. 055931.
4. Safin A., Puliafito V., Carpentieri M., Finocchio G., Nikitov S., Stremoukhov P., Kirilyuk A., Tyberkevych V., Slavin A. Electrically tunable detector of THz-frequency signals based on an antiferromagnet // *Applied Physics Letters.* 2020. Vol. 117. No. 24. (In Press).
5. P.A. Popov, A.R. Safin, A. Kirilyuk, S.A. Nikitov, I. Lisenkov, V. Tyberkevich, A. Slavin. Voltage-Controlled Anisotropy and Current-Induced Magnetization Dynamics in Antiferromagnetic-Piezoelectric Layered Heterostructures // *Phys. Rev. Applied.* – 2020. Vol. 13, No. 044080.

Взаимодействие изолированных скирмионов в наноструктурированных кубических киральных магнетиках

Haifeng D^{1,2}, Xuebing Zhao³, Filipp.N.Rybakov⁴, Александр.Б. Борисов⁵, Shasha Wang¹, Jin Tang¹, Chiming Jin¹, Chao Wang³, Wensheng Wei¹, Nikolai S. Kiselev⁶, Stefan Blügel⁶, Yuheng Zhang^{1,7,8}, Renchao Che³, Mingliang Tian^{1,2,8}

¹ *The Anhui Province Key Laboratory of Condensed Matter Physics at Extreme Conditions, High Magnetic Field Laboratory, Chinese Academy of Sciences and University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*

² *Department of Physics, School of Physics and Materials Science, Anhui University, Hefei 230601, China*

³ *Laboratory of Advanced Materials, Department of Materials Science, Collaborative Innovation Center of Chemistry for Energy Materials, Fudan University, Shanghai 200438, China*

⁴ *Department of Physics, KTH-Royal Institute of Technology, Stockholm, SE-10691 Sweden*

⁵ *M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg 620990, Russia*

⁶ *Peter Grünberg Institute and Institute for Advanced Simulation, Forschungszentrum Jülich and JARA, 52425 Jülich, Germany*

⁷ *Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230031, China*

⁸ *Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China*

В последние годы магнитные вихри скирмионы очень активно исследуются в области твердотельного магнетизма. Эти текстуры представляют собой магнитные вихри, но в отличие от исследованных ранее вихревых структур [они образуются в магнитных кристаллах без центра инверсии (киральные ферромагнетики)]. В таких системах конкуренция между обменным взаимодействием и взаимодействием Дзялошинского–Мория, обусловленным спин–орбитальным взаимодействием, приводит к возникновению неколлинеарных или некопланарных спиновым структурам. Киральный скирмион, помимо академического интереса, имеет перспективу практического применения. В последние годы предложены новые твердотельной магнитной памяти. Наиболее перспективные из них основаны на концепции трековой памяти (памяти «на беговой дорожке» — racetrack memory). При этом роль носителей информации играют 1) магнитные доменные стенки в нанопроволоках — узкие переходные слои между областями с противоположными направлениями намагниченности либо 2) киральные скирмионы в магнитной наноленте. Исследования механизмов формирования скирмионов, сценариев их эволюции в кристаллах ограниченной геометрии (в нанопроволоках и нанополосках), взаимодействие скирмионов между собой и с краями образцов имеют важное значение не только для возможных технологически приложений, но и дальнейшего развития фундаментальных исследований.

На основе теоретических расчетов (с корректным учетом диполь-дипольного взаимодействия) было проведено исследования механизмов формирования скирмионов, сценариев их эволюции в кристаллах ограниченной геометрии (в нанопроволоках и нанополосках), взаимодействие скирмионов между собой и с краями образцов. Удалось выйти за пределы коллективных явлений и изучить изолированные пары скирмионов. Экспериментальные результаты согласуются с микромагнитными вычислениями. На рисунке 1 приведена эволюция двух пар скирмионов в нанополоске FeGe (шириной 430 нм, длиной 1590 нм и толщиной 120 нм) при увеличении (a)–($ж$) и уменьшении ($з$)–($н$) магнитного поля. В эксперименте измерялись зависимости равновесных скирмион–скирмионных и скирмион–краевых расстояний от поля и находилось критическое поле B_{ext} , выше которого скирмионы начинают слабо отталкиваться друг от друга. Наблюдаемое поведение ясно показывает, что с

ростом поля взаимодействие между скирмионами изменяется от сильного притяжения до слабого отталкивания.

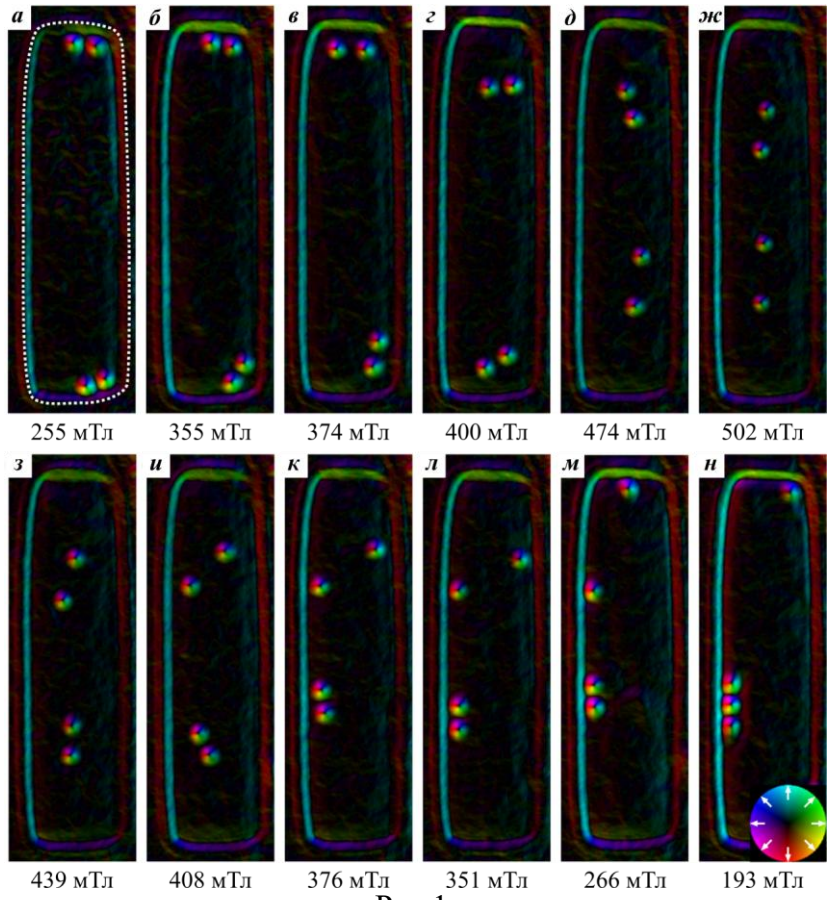


Рис.1.

Было проведено микромагнитное моделирование структуры и взаимодействия между скирмионами и границей в конусной фазе с учетом диполь-дипольного взаимодействия (рис.2).

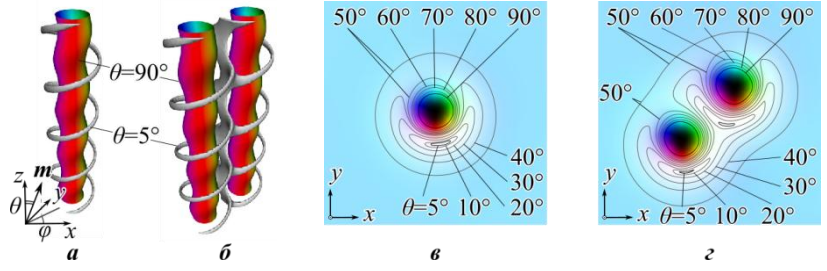


Рис.2.

На рис.2 (а) и (б) — изоповерхности для отдельного скирмиона и связанной пары скирмионов. Изолинии азимутального угла намагниченности представлены замкнутыми кривыми. (в) и (г) — распределения намагниченности в плоскости $z=\text{const}$ для скирмионов. Видно расположение северного полюса между южными полюсами скирмионов, что и обуславливает притяжение скирмионов.

На рис. 3 приведены зависимости от магнитного поля скирмион–краевого d_{sc} (а) и скирмион–скирмионного d_{ss} (б) расстояний. Красные и синие кружки представляют результаты численного моделирования. Для критических полей 420 мТл и 510 мТл теоретические

зависимости стремятся к бесконечности, что отражает изменение в характере взаимодействий от притяжения к отталкиванию. Зависимости потенциальной энергии взаимодействия между скирмионами (а) и между скирмионом и краем образца (б) от магнитного поля представлены на рис.4. Видно, что потенциал взаимодействия между отдельными вихрями есть потенциал типа Леннарда–Джонса, характерного для взаимодействия атомов в твердых телах).

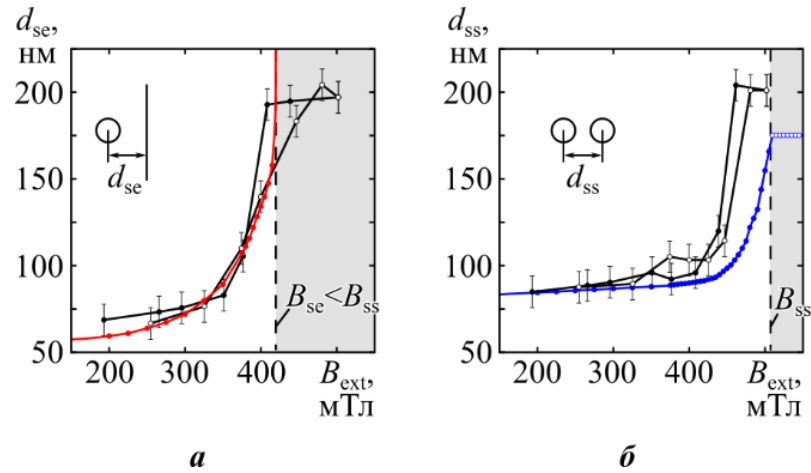


Рис.3.

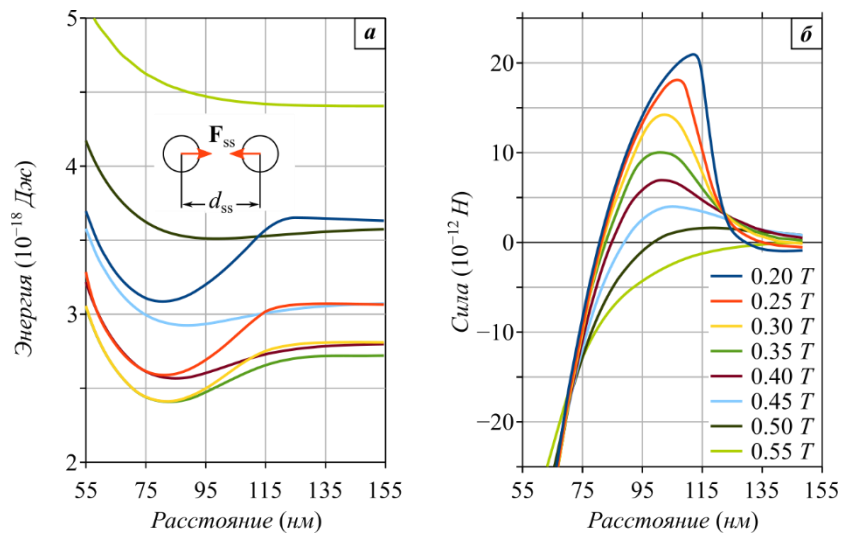


Рис.4.

Публикации:

1. H. Du, X. Zhao, F. N. Rybakov, A. B. Borisov, S. Wang, C. Jin, C. Wang, W. Wei, N. Kiselev, Y. Zhang, R. Che, S. Blugel, M. Tian. Interactions of individual skyrmions in nanostructured chiral magnets Phys.Rev.Lett. 120 (19) (2018).
2. А.Б.Борисов Локализованные структуры в магнитных системах без центра инверсии. Успехи физических наук. — 2020. — V. 190. — P. 291—3123.
A. B. Borisov Localized structures in magnetic systems without the center inversion. PHYSICS-USPEKHI. — 2020. — V. 63. — P. 269—288.

Механизмы магнитной релаксации в плёнках металл-диэлектрического нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ вблизи перехода металл-изолятор

А.Б. Дровосеков¹, Н.М. Крейнес¹, А.С. Баркалова^{1,2}, С.Н. Николаев³, А.В. Ситников⁴, В.В. Рыльков³

¹ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской Академии Наук

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

³ Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт»

⁴ Воронежский государственный технический университет

Гранулированный металл-диэлектрический нанокompозит состава $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ представляет собой синтетический мультиферроик, привлекающий интерес возможностью реализации нетривиальных магнитоэлектрических эффектов [1]. Недавно было показано, что данный композит является перспективным материалом с точки зрения создания на его основе элементов резистивной памяти (мемристоров), моделирующих функции синапсов в нейроморфных сетях [2].

В настоящей работе методом ферромагнитного резонанса (ФМР) исследовались плёнки нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с различным содержанием ферромагнитной (ФМ) фазы x . Измерения при комнатной температуре показали сильное изменение ширины линии ФМР в окрестности перехода металл-изолятор (ПМИ) плёнки $x_c \approx 43$ ат.% (рис. 1a,b), где прыжковая проводимость σ , характерная для диэлектриков, сменяется на режим сильного межгранульного туннелирования с логарифмической зависимостью $\sigma(T)$ [2]. Показано, что ниже ПМИ ($x < x_c$) ширина линии ФМР в основном определяется неоднородным распределением осей локальной анизотропии в плоскости плёнки. Выше ПМИ ($x > x_c$) вклад этой неоднородности в уширение линии уменьшается. В то же время существенную роль в формировании ширины линии начинают играть двухмагنونные процессы магнитной релаксации. Наблюдаемое поведение свидетельствует о значительном усилении межчастичного обмена и формировании магнитно-однородной плёнки в режиме туннельной проводимости ниже порога перколяции ФМ гранул [3].

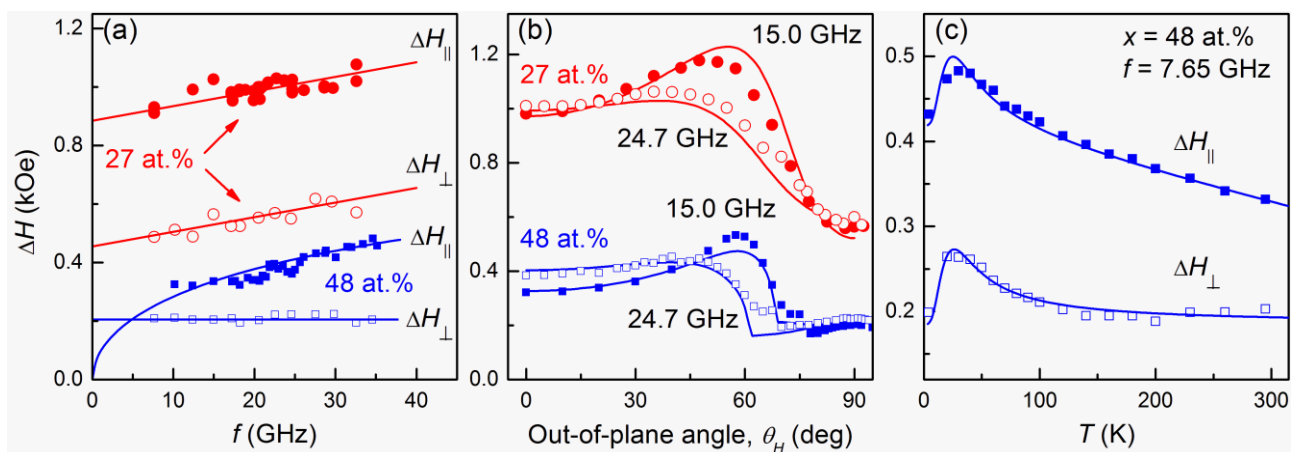


Рис. 1. (a, b) — ширина линии ФМР ΔH при комнатной температуре как функция частоты f и угла приложения поля относительно плоскости плёнки θ_H для нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с концентрацией ФМ фазы $x = 27$ и 48 ат.%. (c) — температурные зависимости ширины линии для плёнки с $x = 48$ ат.% в касательном (ΔH_{\parallel}) и нормальном (ΔH_{\perp}) поле. Точки — эксперимент, линии — аппроксимация [3,4].

Температурные зависимости ширины линии ФМР исследуемых плёнок обнаруживают немонотонное поведение с максимумом в области низких температур (рис. 1с). Наблюдаемый эффект объясняется в рамках механизма медленной релаксации на парамагнитных примесях [4]. Суть этого эффекта заключается в модуляции величины расщепления энергетических уровней примесей в поле прецессирующего ФМ момента. Возникающее при этом перезаселение уровней приводит к поглощению энергии магнитных колебаний. Отметим, что данный механизм изначально был разработан для объяснения особенностей магнитной релаксации в железо-иттриевом гранате, допированном ионами редкоземельных элементов [5]. Позднее свидетельства присутствия данного механизма были обнаружены также в некоторых других системах (см. обзор [6]), однако возможность этого эффекта в гранулированных металл-диэлектрических композитах до сих пор не обсуждалась.

В нашем случае наблюдаемая релаксация может быть инициирована парамагнитными ионами Co и Fe, растворёнными в диэлектрической матрице LiNbO_3 , и связанными обменным взаимодействием с ФМ гранулами CoFeB . Наличие таких ионов подтверждается результатами статической магнитометрии исследуемых плёнок, проявляющих высокую магнитную восприимчивость ниже $T \approx 40$ К [2]. Этот факт согласуется с данными ФМР, демонстрирующими пик на температурной зависимости ширины линии в окрестности $T \approx 40$ К.

Публикации:

- [1] O. G. Udalov, I. S. Beloborodov, AIP Advances **8**, 055810 (2018).
- [2] В. В. Рыльков, С. Н. Николаев, В. А. Демин и др., ЖЭТФ **153**, 424 (2018).
- [3] A. V. Drovosekov, N. M. Kreines, A. S. Barkalova et al., JMMM **495**, 165875 (2020).
- [4] А. В. Дровосек, Н. М. Крейнс, А. С. Баркалова и др., Письма в ЖЭТФ **112**, 88 (2020).
- [5] J. H. van Vleck, R. Orbach, Phys. Rev. Lett. **11**, 65 (1963).
- [6] С. К. А. Mewes and T. Mewes “Relaxation in Magnetic Materials for Spintronics”, in “Handbook of Nanomagnetism: Applications and Tools” edited by R. A. Lukaszew (Pan Stanford Publishing, 2015).

№21

Обобщенная модель Изинга на линейной цепочке

Е.С. Цуварев, Ф.А. Кассан-Оглы

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург

До настоящего времени во всех работах трансфер-матрица Крамерса-Ваннье сохранялась при переносе только на ОДНУ трансляцию решетки!

В данном цикле работ был обобщен метод трансфер-матрицы Крамерса-Ваннье при переносе на ПРОИЗВОЛЬНОЕ число трансляций линейной цепочки.

Обобщенная трансфер-матрица является усовершенствованием обычной трансфер-матрицы, введенной Крамерсом и Ваннье. Обобщенная трансфер-матрица позволяет рассматривать различные типы декорированных решеток. Кроме того, рассматривается принципиальная возможность изучения физики димеров, тримеров и других видов молекул.

Научная и практическая значимость данной работы заключается в использовании результатов исследования в качестве прототипных для изучения квазиодномерных полимерных и органических соединений, а также в возможности рассмотрения целого разнообразия так называемых декорированных решеток. Стоит подчеркнуть, что подавляющее большинство реальных структур являются декорированными. Более того, некоторые кристаллические соединения можно также назвать декорированными, а именно, решетки ГЦК и ОЦК, в отличие от простой кубической, относятся к таким (ОЦК декорирована по объему куба, а ГЦК декорирована по шести граням куба). Решенная модель позволяет производить обобщение на более сложные модели и решетки, в том числе и в двумерном случае.

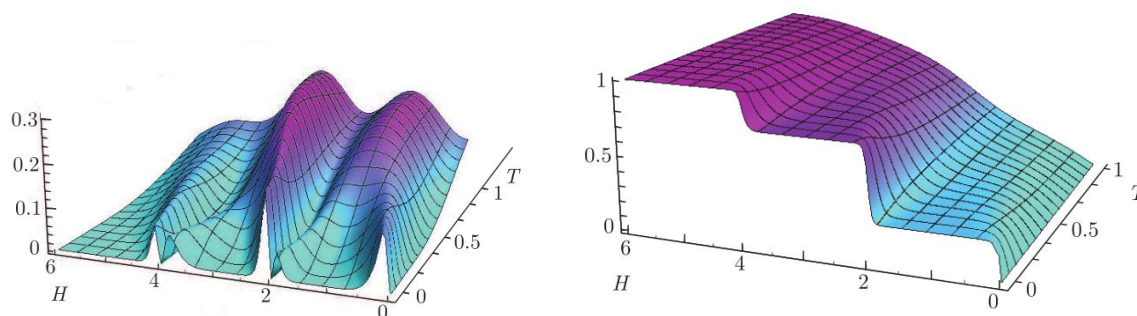


Рис. 1. Слева - Теплоемкость трижды декорированной ($d = 3$) антиферромагнитной модели Изинга ($J_d = -1, J = -1$) как функция температуры и магнитного поля. Справа - Намагниченность трижды декорированной ($d = 3$) антиферромагнитной модели Изинга ($J_d = -1, J = -1$) как функция температуры и магнитного поля

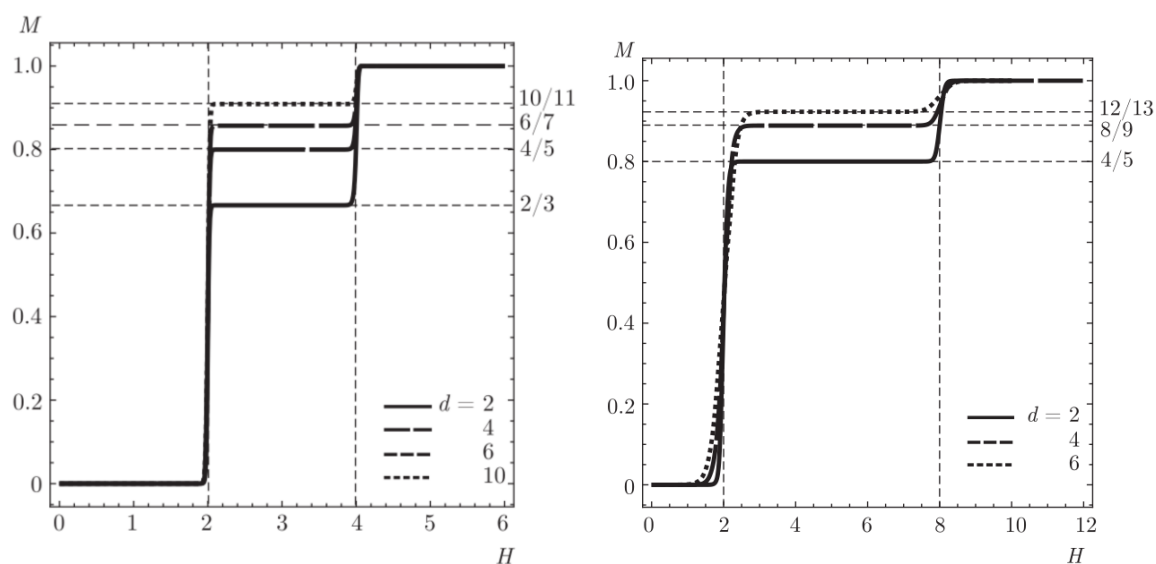


Рис. 2. Слева - Намагниченность антиферромагнитной модели Изинга ($J_d = -1, J = -1$) для двукратно-, четырехкратно-, шестикратно- и десятикратно-декорированной линейной цепочки $T = 0.02$. Справа - Намагниченность антиферромагнитной модели Изинга двукратно-, четырехкратно- и шестикратно-декорированной квадратной решетки ($J_{dx} = -1, J_{dy} = -1, J_x = -1, J_y = -1$) при $T = 0.005$

Публикации:

1. Ordering and frustrations in generalized Ising chain / E. S. Tsvarev, F. A. Kassan-Ogly, A. I. Proshkin // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — V. 1389. — P. 12008—12014.
2. Обобщенная модель Изинга в отсутствие магнитного поля / Цуварев Е.С., Кассан-Оглы Ф.А., Прошкин А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2020. — V. 158. — P. 504—514.
3. Декорированная изинговская цепочка в магнитном поле / Цуварев Е.С., Кассан-Оглы Ф.А. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2020. — V. 158. — P. 1125—1138.

Теоретическое описание магнитных свойств и поведения спиновой модели класса систем $MnAA'O_6$ на примере соединения $MnSnTeO_6$

Е.В. Комлева, С.В. Стрельцов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург

Обнаруженные при экспериментальных исследованиях впервые синтезированного соединения $MnSnTeO_6$ [1] необычные магнитные свойства послужили стимулом не только к теоретическому описанию отдельного соединения, но и привели к созданию спиновой модели целого класса изоструктурных систем $MnAA'O_6$ (где A и A' – p -элементы) с возможностью исследования её характерных особенностей.

Первый этап работы посвящён непосредственно теоретическому исследованию магнитных свойств $MnSnTeO_6$. Были рассчитаны из первых принципов, а затем и интерпретированы параметры изотропного обменного взаимодействия в модели Гейзенберга (Таблица 1). Магнитные ионы марганца формируют слоистую структуру из искаженной треугольной решётки в плоскости **ab**. Оказалось, что для корректного описания магнитной подсистемы необходим учёт 2-ух типов внутрислоистых и 5-ти типов межслоистых обменных путей (Рис.1.1). Большое число последних обусловлено тем, что хиральная кристаллическая структура приводит к неэквивалентным «правовинтовым» (J_3, J_6) и «левовинтовым» (J_5, J_7) взаимодействиям между ионами Mn, принадлежащими соседним плоскостям. Было установлено, что все рассматриваемые взаимодействия носят антиферромагнитный характер. Наиболее сильным магнитным взаимодействием является «правовинтовое» (J_3, J_6) между ионами Mn соседних плоскостей. Его природа – сверх-сверхобменное взаимодействие посредством перекрывающихся p -орбиталей двух атомов кислорода из соседних октаэдров MnO_6 вдоль одной из диагоналей боковой грани призмы Mn_6 . Взаимодействие вдоль второй диагонали той же грани пренебрежимо мало. В целом, магнитное основное состояние описывается набором циклоид, в системе заметны сильные магнитные фрустрации.

Итогом теоретических исследований стало прекрасное согласие результата моделирования температурной зависимости магнитной восприимчивости методом Монте-Карло для классической модели Гейзенберга с использованием рассчитанных обменных взаимодействий с экспериментальным поведением (Рис.1.2). Оказалось, что для адекватного описания магнитных свойств $MnSnTeO_6$ в модели Гейзенберга достаточно ограничиться следующими двумя параметрами: $J(1)=J_1=J_2=J_4$; $J(2)=J_3=J_6$; $J_5=J_7=0$. Очевидно, что выбранная модель успешно воспроизводит температуру установления дальнего магнитного порядка в соединении (~ 10 K).

На заключительном этапе, на основании сформулированных выводов была предложена упрощённая спиновая модель для целого класса соединений $MnAA'O_6$, в рамках которой затем было исследовано поведение температуры магнитного перехода. Магнитные свойства класса систем $MnAA'O_6$, где A и A' – атомы p -элементов (Sn, Sb, Te), могут быть описаны упрощённой спиновой моделью с тремя параметрами обменного взаимодействия. Такая модель может быть интерпретирована как три взаимопроникающие кубические решётки, заданные сильнейшим обменным взаимодействием («правовинтовое» $J_3=J_6$) (Рис.1.3). Эти решётки связаны между собой посредством фрустрирующего внутрислоистого ($J_1=J_2$) и нефрустрирующего межслоистого (J_4) взаимодействий. Предложенная модель даёт оценку относительной зависимости температуры максимума магнитной восприимчивости от отношения параметров внутри- и лидирующего межслоистых обменных взаимодействий (Рис. 1.4).

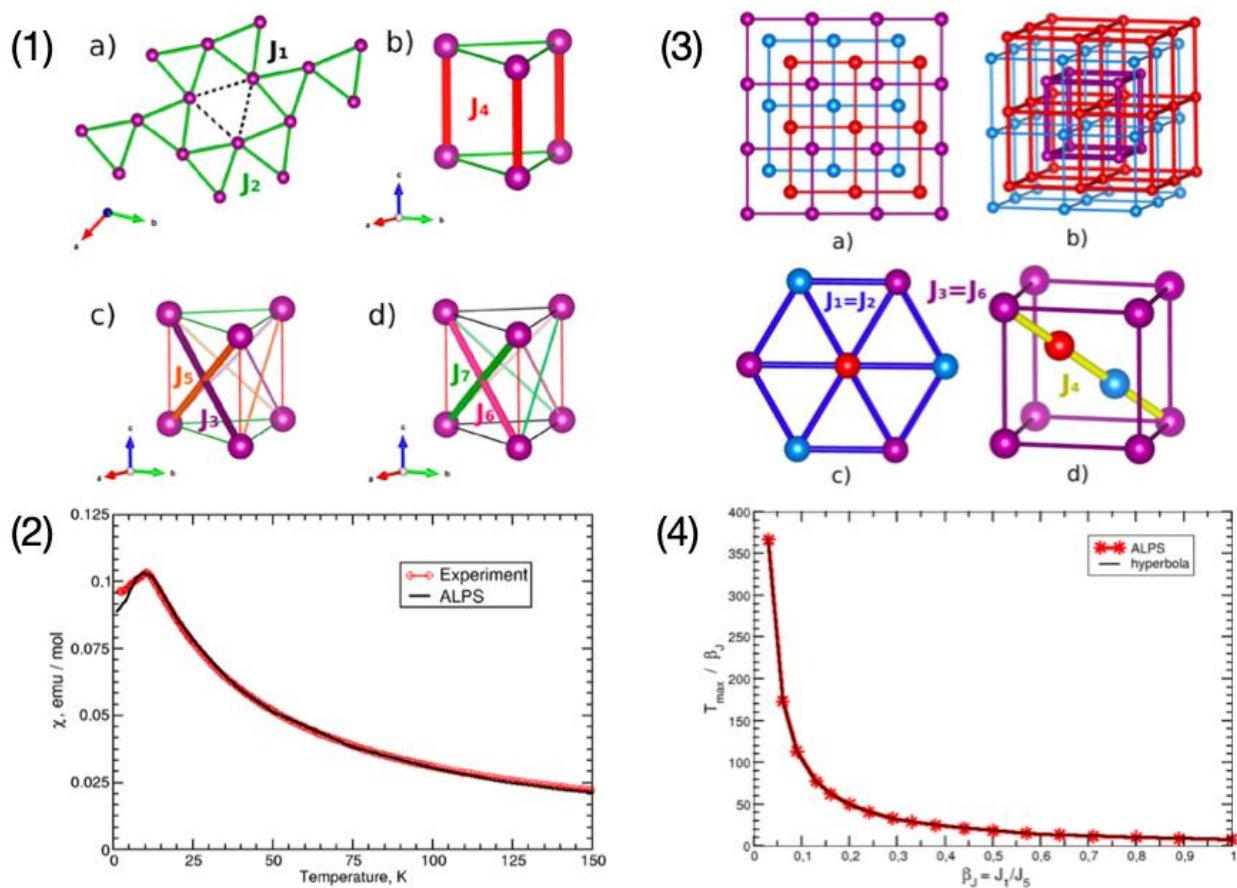


Рис.1. (1) — Обменные пути J_1 - J_7 в $MnSnTeO_6$, соответствующие рассчитанным параметрам, приведённым в таблице. (2) — экспериментальная (красный) и рассчитанная (чёрный) температурные зависимости магнитной восприимчивости; (3) — упрощённая спиновая модель класса $MnAA'O_6$; (4) — оценка температуры магнитного упорядочения в предложенной модели.

	J_1	J_2	J_3	J_4	J_5	J_6	J_7
meV	0.12	0.15	0.60	0.12	0.02	0.60	0.02

Таблица 1. Полученные в результате первопринципных расчётов значения параметров изотропного обменного взаимодействия в модели Гейзенберга следующего вида:

$$H = \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j.$$

Публикация:

1. MnSnTeO6: A Chiral Antiferromagnet Prepared by a Two-Step Topotactic Transformation / E. Zvereva, K. Bukhteev, M. Evstigneeva, E. Komleva, G. Raganyan, K. Zakharov, Ye. Ovchenkov, A. Kurbakov, M. Kuchugura, A. Senyshyn, S. Streltsov, A. Vasiliev, V. Nalbandyan // Inorganic chemistry.—2020.—V.59.—P.1532—1546.

Тонкая структура спектра кроссинг-резонанса волновых полей в неоднородной среде

В.А. Игнатченко, Д.С. Полухин

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Спектральные характеристики двух любых взаимодействующих волновых полей, например $m(x,t)$ и $u(x,t)$, при $\omega_m = \omega_u = \omega_r$ резко различны для сильного ($\eta > \eta_c$) и слабого ($\eta < \eta_c$) взаимодействия, где $\eta_c = (1/2)|\Gamma_u - \Gamma_m|$ критическое значение параметра взаимодействия η , Γ_m и Γ_u - параметры затухания полей m и u . При $\eta > \eta_c$ вырождение собственных частот снимается и на частотах $\omega_{\pm} = \omega_r \pm \eta$ наблюдаются два резонанса с примерно равной шириной линии $\Delta\omega \approx (\Gamma_u + \Gamma_m)/2$. При $\eta < \eta_c$ частоты вырождены ($\omega_{\pm} = \omega_r$), а резонансная линия поля имеет необычную форму: на широкой резонансной линии поля с большим затуханием наблюдается резкий провал, образованный перевернутым резонансом поля с меньшим затуханием. Это явление исследуется теоретически и экспериментально во многих областях физики под разными названиями (электромагнитно-индуцированная прозрачность в оптике [1], инверсный электронно-ядерный магнитный резонанс [2], антирезонанс, вырожденный случай резонанса Фано и др.). Такой вид тонкой структуры спектра при $\eta < \eta_c$ обусловлен причиной, общей для всех случаев - деструктивной интерференцией противофазных колебаний двух осцилляторов при $\omega_{\pm} = \omega_r$, поэтому его теория в разных областях физики отличается лишь деталями. Однако эта теория развита только для однородной среды.

Цель настоящей работы – развитие этой теории для случая среды с неоднородным параметром взаимодействия η . Развитие теории проведено для двух моделей.

1. Модель независимых кристаллитов: η - случайная величина. Мнимые части случайных реализаций функций Грина Грина \tilde{G}_{mm} и \tilde{G}_{uu} имеют вид

$$\tilde{G}_{mm}''(\zeta; \eta) = \frac{\Gamma_u \tilde{\eta}^2 + \zeta^2 \Gamma_m}{(\zeta^2 - \tilde{\eta}^2)^2 + 4\Gamma^2 \zeta^2}, \quad \tilde{G}_{uu}''(\zeta; \eta) = \frac{\Gamma_m \tilde{\eta}^2 + \zeta^2 \Gamma_u}{(\zeta^2 - \tilde{\eta}^2)^2 + 4\Gamma^2 \zeta^2}, \quad (1)$$

где $\zeta = \omega - \omega_r$, $\tilde{\eta}^2 = \eta^2 + \Gamma_u \Gamma_m$.

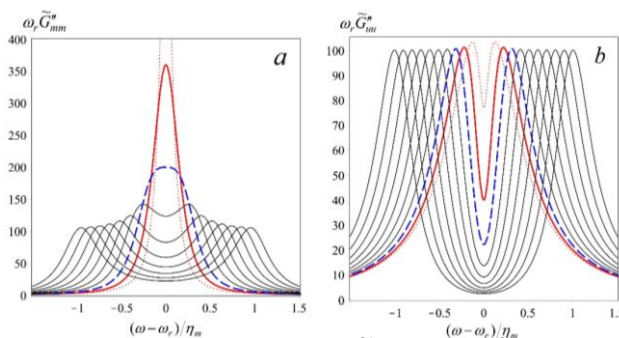


Рис. 1. Случайные ансамбли \tilde{G}_{mm}'' (a) и \tilde{G}_{uu}'' (b) при $\eta > 1.5\eta_c$ (черные тонкие кривые), $\eta = 1.5\eta_c$ (синие штриховые к.), $\eta = \eta_c$ (красные толстые к.), и $\eta = 0.5\eta_c$ (красная пунктирная к.).

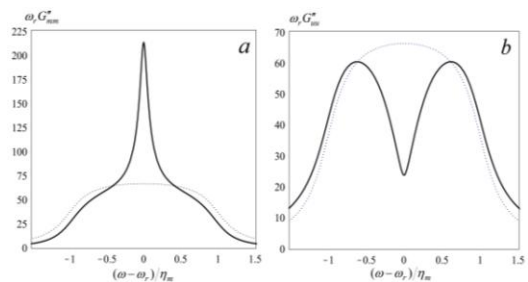


Рис. 2. Усредненные мнимые части функций Грина G''_{mm} (a) и G''_{uu} (b) при $\Gamma_m \neq \Gamma_u$ (сплошные кривые) и $\Gamma_m = \Gamma_u$ ($\eta_c = 0$) (пунктирные кривые).

Ансамбли случайных реализаций функций (1) приведены на Рис. 1a и b, соответственно. При $\eta > \eta_c$ реализации соответствуют состояниям со снятым вырождением ($\omega_{\pm} = \omega_r \pm \eta$). Эти части ансамблей реализаций одинаковы для \tilde{G}_{mm}'' и \tilde{G}_{uu}'' (обращаем внимание на разницу

масштабов осей ординат Рис. 1а и б). При $\eta < \eta_c$ реализации соответствуют вырожденным состояниям ($\omega_{\pm} = \omega_r$). Эти части ансамблей реализаций резко различны для \tilde{G}_{mm}'' и \tilde{G}_{uu}'' . Резонансы реализаций $\tilde{G}_{mm}''(\omega)$ представляют собой узкие пики, а резонансы реализаций $\tilde{G}_{uu}''(\omega)$ - узкие провалы на фоне широких пиков. Это различие обусловлено не физикой спиновых и упругих волн, а различием величин затухания. При $\Gamma_u < \Gamma_m$ картина изменяется на противоположную: Рис. 1а будет соответствовать упругим, а Рис. 1б – спиновым волнам. Усредненные по ансамблю η функции Грина G_{mm}'' и G_{uu}'' (Рис. 2) резко отличаются друг от друга из-за отличий частей ансамблей, соответствующих вырожденным состояниям. При $\Gamma_m = \Gamma_u$, когда вырожденные состояния отсутствуют G_{mm}'' и G_{uu}'' совпадают (пунктирные кривые на Рис. 2).

2. Модель с произвольным радиусом корреляций: $\eta = \eta(x)$ - случайная функция. Исследование магнитоупругого резонанса в неоднородной среде с произвольным радиусом корреляций, с учетом многократного рассеяния, проводилось нами ранее [3] суммированием функций Грина методом самосогласованного приближения. В данной работе мы продолжили эти исследования, рассмотрев ситуацию, когда соотношение между скоростями упругих, v_u , и спиновых, v_m , волн будут различны, а, следовательно, будут различны и затухания, обусловленные неоднородностями, т.к. $\Gamma_u \propto v_u$, $\Gamma_m \propto v_m$.

Из рис. 3 видно, что дисперсионная кривая упругих волн может пересекать кривую

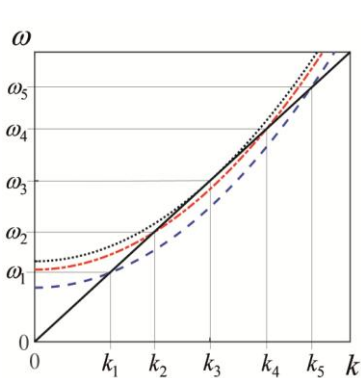


Рис. 3. Законы дисперсии. Прямая линия – закон дисперсии упругих волн, параболы - законы дисперсии спиновых волн при различных значениях частоты ФМР.

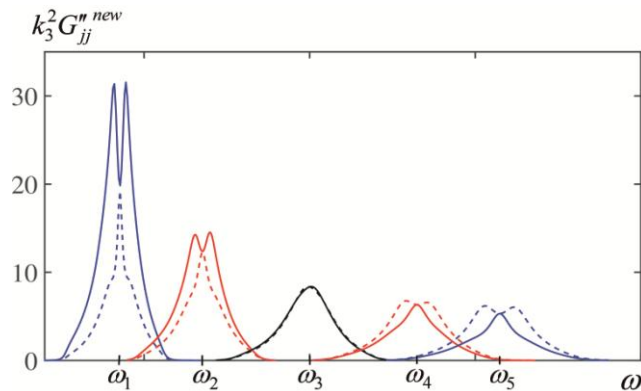


Рис. 4. Функций Грина $G_{mm}^{new}(\omega)$ (штриховые кривые) и $G_{uu}^{new}(\omega)$ (сплошные кривые) в окрестностях частот пересечения ($\omega_1, \omega_2, \omega_4, \omega_5$) и касания (ω_3) дисперсионных кривых.

спиновых волн в двух точках, например в точках (ω_1, k_1) и (ω_5, k_5) . При этом в первой точке $v_m < v_u$, а во второй $v_m > v_u$. Следовательно, и формы резонансов каждой из усредненных функций, G_{mm}'' и G_{uu}'' , будут в этих точках существенно различны. Для расчёта формы функций Грина мы использовали новое самосогласованное приближение, учитывающее второй член разложения вершиной функции [4], так как стандартное приближение вносит заметные искажения в форму функции. Из рис. 4 видно, что в точках ω_1 и ω_2 , для которых $\Gamma_u > \Gamma_m$ мы получаем пик на $G_{mm}''(\omega)$ и провал на $G_{uu}''(\omega)$, а в точках ω_4 и ω_5 , где $\Gamma_u < \Gamma_m$ обратную картину. В последних точках эти эффекты проявляются слабее, чем в ω_1 и ω_2 , так как разность между Γ_u и Γ_m в этом случае меньше. В точке касания дисперсионных кривых

ω_3 какие-либо эффекты отсутствуют, ввиду того, что при $\Gamma_m = \Gamma_u$ отсутствуют вырожденные состояния. Результаты исследования опубликованы в работе [5].

Публикации:

1. M. Fleischhauer, A. Imamoglu and Jonathan P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005)
2. В.А. Игнатченко, В.И. Цифринович, *УФН* 133, 75 (1981)
3. В. А. Игнатченко, Д. С. Полухин, *ЖЭТФ* 152, 110 (2017)
4. V. A. Ignatchenko and D. S. Polukhin, *J. Phys. A: Math. Theor.* 49, 095004 (2016)
5. В. А. Игнатченко, Д. С. Полухин, *ЖЭТФ*, 157, 428 (2020)

Спин-волновой резонанс в градиентных ферромагнетиках с вогнутым и выпуклым изменением магнитных параметров

В.А. Игнатченко, Д.С. Цикалов

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Электромагнитные и упругие волны в градиентных метаматериалах - веществах с искусственно созданными плавными неоднородностями материальных параметров – показателя преломления и упругих констант, соответственно, – интенсивно изучаются экспериментально и теоретически [1]. Исследования градиентных магнитных материалов существенно отстают от этих работ. Теория спин-волнового резонанса (СВР) в градиентных пленках для двух профилей плавного изменения магнитного момента по толщине пленки была развита ранее для объяснения эффектов, обусловленных естественной градиентной неоднородностью пленок, вызванной различными технологическими факторами. Теория СВР была развита для моделей с параболическим уменьшением $M(z)$ от центра пленки к ее поверхностям [2] и линейным законом изменения намагниченности вдоль оси z [3], для которых были получены законы зависимости частоты от номера резонанса n вида $\omega_n \sim n$ и $\omega_n \sim (1/4 + n)^{2/3}$, соответственно. В работе [4] разработана технология создания слоистых пленок, в которых магнитные параметры слоев плавно изменяются по толщине пленки, моделируя заранее заданный закон изменения намагниченности $M(z)$, и исследован СВР в таких градиентных пленках. Это ставит задачу развития теории СВР для более широкого круга профилей зависимостей магнитных параметров от z .

Спин-волновой резонанс в градиентных структурах магнитных параметров, образованных выпуклым квадратичным потенциалом, исследован нами впервые [5]. Общее решение уравнения движения для резонансной циркулярной проекции намагниченности представляется в форме вырожденных гипергеометрических функций (функций Куммера). Выпуклый квадратичный потенциал (Рис. 1b) приводит к кардинальному отличию всех характеристик спин-волновых колебаний от таких характеристик для вогнутого квадратичного потенциала (Рис. 1a). Потенциальные ямы, входящие в структуру, резко сужаются, их дно заостряется. Расстояние между уровнями дискретного спектра частот ω_n с ростом n для $n < n_c$ уменьшаются, вместо их равномерного расположения для вогнутого потенциала (n_c – спектральный уровень, наиболее близкий к вершине барьера). При $n > n_c$ расстояние между уровнями начинает нарастать, приближаясь с ростом n к квадратичной зависимости $\omega_n(n)$, как и для вогнутого квадратичного потенциала. В структуре потенциального барьера (Рис. 1b) происходит вырождение частот четных и нечетных уровней, которое снимается при $n > n_c$. Было подобрано аналитическое выражение, которое бы наиболее точно описывало результаты наших численных расчетов. В результате мы впервые получили закон зависимости частоты колебаний ω_n от n для структуры с выпуклым квадратичным градиентом потенциала, который в предельных случаях малых и больших n имеет вид, соответственно, $(n-1/2)^{1/2}$ и n^2 .

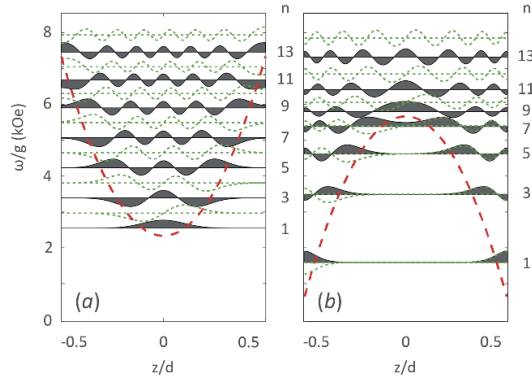


Рис. 1. Форма симметричных (залиты черной краской) и антисимметричных (зеленые штриховые кривые) спин-волновых колебаний для градиентных структур, сформированных вогнутым (а) и выпуклым (б) квадратичным потенциалом (красные толстые штриховые кривые).

Метод поиска профилей градиентной зависимости материальных параметров вещества от координаты, допускающих точное решение волновых уравнений, развитый ранее для электромагнитных и упругих волн [1], обобщается нами на спиновые волны в градиентных ферромагнетиках [6]. Найдены такие профили (вогнутые и выпуклые) и получены точные решения волновых уравнений для ферромагнетика с изменяющимся в пространстве одноосной магнитной анизотропией $\beta(z)$ и обменом $\alpha(z)$. Для случая $\beta(z)$ профиль был найден в виде $\beta(z) = \beta_0[\lambda + (1 + \mu\varphi |z|)^{-2}]$, а общее решение в виде симметричных и антисимметричных колебаний

$$m(z) = A\zeta^{1/2}[J_s(Q\zeta) + \rho N_s(Q\zeta)], \quad m(z) = \text{sign}(z)A\zeta^{1/2}[J_s(Q\zeta) + \rho N_s(Q\zeta)], \quad (1)$$

где J_s и N_s – функции Бесселя и Неймана, Q – безразмерное волновое число. Для случая $\alpha(z)$ профиль был найден в виде $\alpha(z) = \alpha_0(b + az)^2$, а соответствующее решение волнового уравнения в виде

$$m(z) = A\zeta^{-1/2} \sin(Q \ln \zeta) + B\zeta^{-1/2} \cos(Q \ln \zeta), \quad (2)$$

где $\zeta = b + az$ – безразмерная координата. Полученные решения использованы для развития теории спин-волнового резонанса в градиентных тонких магнитных пленках.

Точные решения волновых уравнений с зависящими от координаты коэффициентами, найденные в работе, могут быть использованы в теории электромагнитных и упругих волн в градиентных метаматериалах, а также в теории электронов в энергетических потенциалах соответствующей формы. Так, точные решения вида (1) для потенциальной ямы и барьера добавляются к хорошо известным точным решениям уравнения Шредингера для электронов в потенциале $U(z)$, а решения вида (2) для вогнутой и выпуклой функции $\alpha(z)$ добавляются к точным решениям уравнения Шредингера с зависящей от z эффективной массой $m(z)$ и $U = \text{const}$.

Результаты исследования опубликованы в работах [5, 6].

1. Shvartsburg A.B., Maradudin A.A. Waves in gradient metamaterials. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 2013. 328 p.
2. Portis A.M. App. Phys. Lett. 1963. Vol. 2. №4. P. 69-71.
3. Schlomann E. J.Appl.Phys. 1965. Vol. 36. №3. P. 1193-1194.
4. Исхаков Р.С., Чеканова Л.А., Важенина И.Г. Известия РАН. Серия физическая. 2013. том 77. № 10. С. 1469-1471.
5. Ignatchenko V.A., Tsikalov D.S. J. Appl. Phys. – 2020. – V.127. – P.123903.
6. Ignatchenko V.A., Tsikalov D.S. J. Magn. Magn. Mater. – 2020. – V.510. – P.166643.

Магнитные свойства спиновой дельта-цепочки с конкурирующими обменными взаимодействиями

В. Я. Кривнов, Д. В. Дмитриев

Институт биохимической физики им. Н.М. Эммануэля

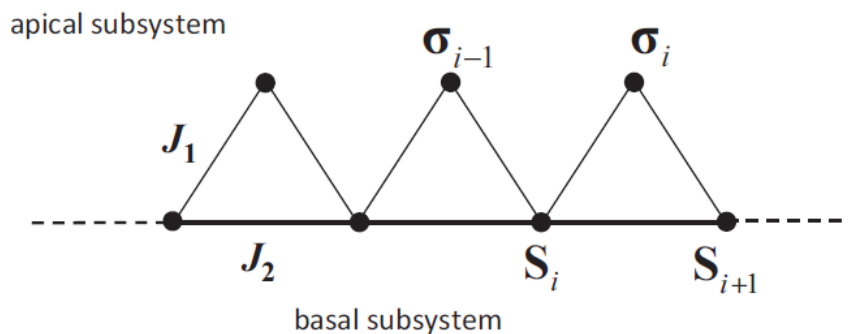


FIG. 1. The delta-chain model.

Была изучена квантовая спиновая модель дельта-цепочки с обменными взаимодействиями ферро (F) - и антиферромагнитного (AF) типов. Дельта-цепочка (см.рис.1) представляет собой линейную цепь треугольников с магнитными ионами в их узлах и является простейшим и типичным примером модели спинов на геометрически фрустрированной решетке. Взаимодействие между спинами основания и вершинными спинами ферромагнитно ($J_1 < 0$), а между спинами основания антиферромагнитно ($J_2 > 0$) и прямое взаимодействие вершинных спинов отсутствует. Фазовая диаграмма основного состояния зависит от параметра фрустрации $\alpha = J_2/|J_1|$. Было известно, что при $\alpha < 1/2$ основное состояние ферромагнитно и предполагается, что при $\alpha > 1/2$ оно ферримагнитно. Критическое значение $\alpha = 1/2$ разделяет эти фазы. Интересной, конечномерной реализацией этой модели является магнитная молекула $Fe_{10}Gd_{10}$ с рекордным значением спина основного состояния молекулы, $S=60$. Параметр фрустрации в этой молекуле близок к критическому. Ранее нами было показано, что основное состояние при $\alpha = 1/2$ макроскопически вырождено и точными основными являются как локализованные много-магнонные состояния, так и перекрывающиеся много-магнонные состояния специального вида.

В работах этого года [1] были изучены термодинамические свойства модели во внешнем магнитном поле. Было получено точное решение для классической версии модели и численно изучена квантовая модель. Поведение классической кривой намагниченности определяет универсальную скейлинговую функцию для намагниченности справедливую и для квантовой модели. Численные расчеты подтверждают этот вывод. Низкотемпературное поведение намагниченности проявляет ряд необычных свойств. В частности, величина $M(H)T/H$ имеет максимум при фиксированном значении магнитного поля H и хорошо согласуется с экспериментальными данными для соединения $Fe_{10}Gd_{10}$.

Было также рассмотрено обобщение изученной модели на случай сильной анизотропии обменных взаимодействий [2]. В этом случае модель допускает трехцветное представление макроскопически вырожденного основного состояния в критической точке.

Публикации:

1. Dmitriev, D. V., Krivnov, V. Y., Schnack, J., Richter, J., Exact magnetic properties for classical delta-chains with ferromagnetic and antiferromagnetic interactions in applied magnetic field, *Physical Review B*, 2020, 101 (5), 054427.
2. Derzhko, O., Schnack, J., Dmitriev, D.V., Krivnov, V. Y., Richter, J., Flat-band physics in the spin-1/2 sawtooth chain. *The European Physical Journal B*, 2020, 93, 161.

Резонансные аномалии при прохождении электромагнитных и упругих волн через слоистые магнитные гетероструктуры в условиях формирования связанных магнонных состоянийС.В. Тарасенко¹, В.Г. Шавров²¹ ФТИ им. А.А.Галкина, Донецк² ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва

В основе лавинообразного роста публикаций связанных с изучением разнообразных эффектов резонансного взаимодействия электромагнитной (ЭМ) или упругой волны с гиперболическими средами лежат их уникальные динамические характеристики и широкие потенциальные перспективы их практического использования. При этом одним из наиболее активно изучаемых типов гиперболических сред являются композитные (и, в частности, слоистые) плазмон-диэлектрические структуры причем подавляющее число теоретических исследований связанных с изучением резонансных эффектов в подобных многофазных гиперболических метаматериалах было выполнено в рамках метода эффективной среды. Однако в последние годы появился ряд теоретических работ, в которых были указаны условия, требующие принятие во внимание эффектов пространственной дисперсии уже в области применимости метода эффективной среды. Более того, расчеты для полупроводниковых гетероструктур показали, что без корректного учета эффектов пространственной дисперсии, связанных с поляритонами экситонного типа, невозможно даже на качественном уровне правильно определить условия формирования целого ряда динамических аномалий, возникающих при прохождении ЭМ волной таких многослойных сред. Примером может быть поляритонная динамика резонансных фотонных кристаллов брэгговского типа. Однако вплоть до последнего времени речь шла исключительно о немагнитных структурах типа “диэлектрик – полупроводник”. В связи с этим в предлагаемом цикле работ [1-4] изучены условия резонансного рассеяния плоской объемной ЭМ или сдвиговой упругой волны падающей извне на поверхность ограниченного одномерного фотонного кристалла с трехслойной структурой элементарной ячейки типа “немагнитный диэлектрик – антиферромагнетик – немагнитный диэлектрик” и найден ряд магнонных аналогов частотно-зависимых эффектов подробно изученных при анализе экситон-поляритонной динамики полупроводниковых гетероструктур: формирование и коллапс резонанса Фано, связанные состояния в континууме, сверхизлучение, суперрезонансные состояния.

Публикации:

1. С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров, Резонансные поляритонные эффекты в структуре из эквидистантных слоёв однофазной гиперболической среды с пространственной дисперсией. Письма в ЖЭТФ 111, в.6, 345-354 (2020).
2. О.С. Сухорукова, А.С. Тарасенко., С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров, Эласто-дипольный механизм формирования и коллапса резонансов Фано при прохождении поперечных фононов через слоистые магнитные гетероструктуры. Письма в ЖЭТФ 112. в.7, 458-465 (2020).
3. С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров, Антиферромагнетик как управляемая однофазная упругая гиперболическая среда с пространственной дисперсией. Физика низких температур 46, в.8, 976-983 (2020).
4. А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, О.С. Сухорукова, В.Г. Шавров, Эффекты интерференционного усиления эванесцентных волн в слоистой структуре с участием гиперболической среды. Известия РАН, сер. физ. 84, в.12, 1822-1824 (2020).

**XXIV Международная конференция
«Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ- 2021)
с 1 по 8 июля 2021 года, Москва**

Организационный комитет сообщает, что в период с 1 по 8 июля 2021 года подсекция «Физика магнитных пленок и малых частиц» секции «Магнетизм» Научного Совета РАН «Физика конденсированных сред» совместно с МИРЭА - Российским технологическим университетом (РТУ МИРЭА), физическим факультетом Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова и Магнитным Обществом России (МАГО) будут проводить XXIV Международную конференцию «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ-2021). – (до 2006 г. – «Новые магнитные материалы микроэлектроники»).

Председатель Организационного комитета- академик РАН, президент РТУ МИРЭА А.С. Сигов.

В связи с непростой ситуацией, связанной с распространением в России коронавирусной инфекции COVID-19 и введением дополнительных профилактических и санитарных норм принято решение, что конференция будет проведена дистанционно.

Участие в конференции-бесплатное.

Программа конференции будет формироваться из приглашенных (30-45 минут), устных (15-20 минут) и устных (10 минут) докладов. Решение об отнесении полученных докладов к тому или иному типу будет приниматься Программным комитетом на основе анализа содержания и оригинальности полученных тезисов, а также с учетом пожеланий докладчиков.

Планируются следующие секции:

1. Новые магнитные и родственные им материалы: синтез и физические свойства
2. Процессы намагничивания и перемагничивания
3. Микромагнетизм и доменная структура
4. Динамические процессы в магнетиках
5. Элементарные возбуждения и волновые процессы в магнетиках
6. Резонансные явления в магнетиках
7. Кинетические эффекты в магнетиках
8. Магнитные фазовые переходы и критические явления
9. Магнитные пленки и многослойные структуры
10. Малые магнитные частицы
11. Магнитные наноструктуры
12. Магнитооптика и фотомагнетизм
13. Магнитоэлектрические явления
14. Преподавание по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе
- 15 Магнитоакустика
- 16 Биомагнетизм

Электронные версии докладов (1 – 3 стр.) необходимо будет представить в Оргкомитет через систему регистрации на web-сервере:

<https://lomonosov-msu.ru/rus/event/6546/>.

Доклады, не зарегистрированные на сервере, не будут приниматься к рассмотрению программным комитетом.

Программный комитет конференции оставляет за собой право перераспределять доклады по секциям при составлении программы, изменять форму представления докладов, а также отклонять тезисы, не оформленные по установленным правилам. Лучшие доклады будут опубликованы в журналах, входящих в базу данных Scopus.

Даты, ссылка для регистрации и требования к оформлению докладов в трудах конференции и статей в журнале позже будут размещены на сайте конференции.

Рабочий язык конференции русский и английский.

Подробную информацию о конференции НМММ- 2021 можно будет найти после 1 января 2021 года на сервере:

<https://lomonosov-msu.ru/rus/event/6546/>.

Данная информация будет также разослана во 2-ом извещении.

Контакты

Юрасов Алексей Николаевич, alexey_yurasov@mail.ru, +7 (916)9141393

Пятаков Александр Павлович, pyatakov@physics.msu.ru, +7 (495) 939-41-38

ОРГКОМИТЕТ